

SÉRIE A, N° 1878

N° D'ORDRE :

2745

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROGER ARNOULT

Agrégé des Sciences Physiques.

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES RAYONNEMENTS β ET γ DU DÉPÔT ACTIF
DU THORON.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juin** devant la Commission d'examen.

15 JUIN 1939

M. A. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} JOLIOT-CURIE..... } *Examineurs.*

M. A. DUFOUR..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1939

SÉRIE A, N° 1878

N° D'ORDRE :

2745

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROGER ARNOULT

Agrégé des Sciences Physiques.

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES RAYONNEMENTS β ET γ DU DÉPÔT ACTIF
DU THORON.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juin** devant la Commission d'examen.

M. A. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} JOLIOT-CURIE..... } *Examineurs.*

M. A. DUFOUR..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1939

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraire.	H. LEBESGUE.	DANGEARD.	ABRAHAM.
	Émile PICARD.	LESPIEAU.	Ch. FABRY.
	Léon BRILLOUIN.	MARCHIS.	Léon BERTRAND
	GUILLET.	VESSIOT.	WINTREBERT.
	PÉCHARD.	PORTIER.	DUBOSQ.
	FREUNDLER.	MOLLIARD.	BOHN.
	AUGER.	LAPICQUE.	RABAUD.
	BLAISE.	G. BERTRAND.	



PROFESSEURS

M. CAULLERY.....	† Zoologie (Évolution des êtres organisés).	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Émile BOREL.....	† Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
Jean PERRIN.....	† Chimie physique.	De BROGLIE.....	† Théories physiques.
E. CARTAN.....	† Géométrie supérieure.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
A. COTTON.....	† Recherches physiques.	P. JOB.....	Chimie générale.
J. DRACH.....	† Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LARROUSTE.....	Physique du Globe.
Charles PÉREZ.....	† Zoologie.	PRENANT.....	† Anatomie et Histologie comparées.
M. GUICHARD.....	† Analyse et mesures chimiques.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	† Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	COMDES.....	† Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM..	† Botanique.	GARNIER.....	† Mathématiques générales.
G. JULIA.....	† Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÈRES.....	Mécan. théor. des fluides.
C. MAUGUIN.....	† Minéralogie.	HACKSPILL.....	† Chimie minérale.
A. MICHEL-LÉVY.	† Pétrographie.	LAUGIER.....	† Physiologie générale.
A. DENJOY.....	† Application de l'analyse à la Géométrie.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
L. LUTAUD.....	† Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
Eugène BLOCH....	† Physique.	G. RIBAUD.....	† Hautes températures.
G. BRUHAT.....	† Physique théorique et physique céleste.	CHAZY.....	† Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS.....	† Enseignement de Physique.	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE.....	† Physique Générale et Radioactivité.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DUFOUR.....	† Physique. (P. C. B.).	DUPONT.....	† Théories chimiques.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	LANQUINE.....	† Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND.	† Botanique.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
M. JAVILLIER.....	† Chimie biologique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
ROBERT-LÉVY....	† Physiologie comparée.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.)
F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	F. PERRIN.....	Théories physiques.
Henri VILLAT....	† Mécanique des fluides et applications.	VAVON.....	Chimie organique.
Ch. JACOB.....	† Géologie.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
P. PASCAL.....	† Chimie générale.	CHATTON.....	† Biologie maritime.
M. FRÉCHET.....	† Calcul différentiel et Calcul intégral.	AUBEL.....	Chimie biologique.
E. ESCLANGON....	† Astronomie.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	† Chimie organique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
H. BÉGHIN.....	† Mécanique physique et expérimentale.	PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.)
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		G. CHAUDRON....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

LIBRARY
232
57012

A LA MÉMOIRE DE MADAME PIERRE CURIE

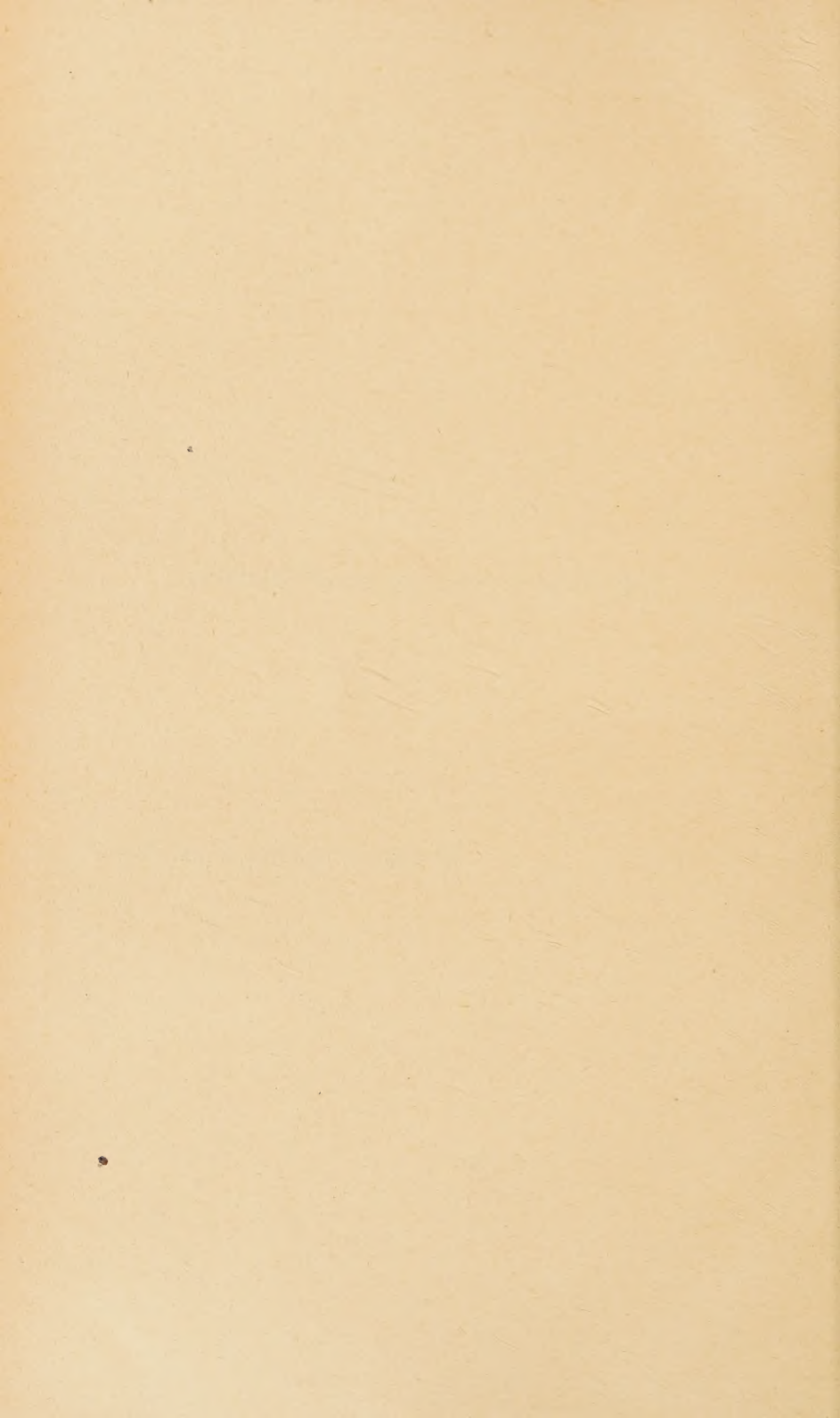
Hommage de profonde reconnaissance.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MONSIEUR LE PROFESSEUR ANDRÉ DEBIERNE

Hommage de respectueuse gratitude.



A MA FEMME

Témoignage d'affection.

ÉTUDE DES RAYONNEMENTS β ET γ DU DÉPÔT ACTIF DU THORON

Par ROGER ARNOULT

Agrégé des Sciences Physiques.

Je me propose d'exposer ici un ensemble de recherches sur le rayonnement β (spectres de raies et spectres continus) émis par le dépôt actif du thoron.

Ce travail, effectué au laboratoire Curie de l'Institut du Radium, m'avait été confié par Mme Pierre Curie, qui m'a dirigé et encouragé pendant la première partie de son exécution. Je voudrais, en saluant sa mémoire avec une profonde émotion, exprimer ici toute la gratitude que je lui dois.

J'exprime également ma reconnaissance à M. le professeur A. Debierne qui a mis, avec bienveillance, à ma disposition le matériel nécessaire à la continuation de ces recherches.

Je tiens aussi à remercier M. le professeur A. Dufour qui m'a souvent aidé de ses conseils et M. S. Roseblum pour les amicales discussions que nous eûmes ensemble sur les sujets exposés ici.

J'ai bénéficié, pendant une partie de ce travail, d'une subvention de la Caisse Nationale d'Aide à la Recherche Scientifique, à laquelle j'adresse mes sincères remerciements.

INTRODUCTION

1. Constituants nucléaires. — On a considéré pendant longtemps le noyau d'un élément de masse atomique A et de nombre atomique Z comme formé de A protons et de $A-Z$ électrons pouvant être émis, dans certains cas, sous forme de rayons β . On pensait que dans de tels édifices il pouvait exister aussi des groupements, particulièrement stables, de 4 protons et 2 électrons, pouvant être émis sous forme de particules α .

Dans le cadre de la théorie de l'électron proposée par Dirac, cette manière de voir se heurtait à un certain nombre de difficultés. Nous allons rappeler brièvement les principales, plusieurs d'entre elles se trouvant liées aux problèmes posés par la désintégration β et à des théories (telles que celle de Fermi) dont nous aurons à faire usage dans la suite.

a) La longueur d'onde de De Broglie associée à un électron (même si son énergie est de quelques millions d'électronvolts) est beaucoup plus grande que les dimensions nucléaires.

On a ⁽¹⁾ :

⁽¹⁾ Dans tout ce qui suit les notations et les valeurs numériques suivantes ont été adoptées (cf. p. 50) :

Vitesse de la lumière : $c = 2,99774 \cdot 10^{10}$ cm.sec.⁻¹.

Constante de Planck : $h = 6,61 \cdot 10^{-27}$ erg.sec.

Masse de l'électron au repos : $m_0 = 9,100 \cdot 10^{-28}$ g.

Charge élémentaire : $e = 4,797 \cdot 10^{-10}$ U. E. S. = $1,600 \cdot 10^{-20}$ U. E. M.

Charge spécifique de l'électron : $\frac{e}{m_0} = 1,759 \cdot 10^7$ U. E. M.

$$\frac{m_0 c}{e} = 1704,2 \text{ U. E. M.} \quad m_0 c^2 = 8,175 \cdot 10^{-7} \text{ erg.}$$

$$\Lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{m_0 c} \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} = 24,24 \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} \text{ U. X. }^{(1)} \quad (1)$$

Pour $\beta = 0,941$ ($E = 1\,000 \text{ ekV}$), $\Lambda = 8,7 \text{ U. X.}$, alors qu'on est conduit à admettre des rayons nucléaires de l'ordre de $0,12 \text{ U. X. }^{(2)}$.

b) Il est impossible de considérer une barrière de potentiel suffisante pour garder un électron dans le noyau.

c) On sait que tout ensemble de particules identiques obéit soit à la statistique de Fermi-Dirac, soit à celle de Bose-Einstein. Dans le premier cas le principe de Pauli s'applique : il ne peut y avoir deux particules dans le même état quantique.

Si chaque particule est formée de n constituants, on doit employer la statistique de Bose si n est pair, celle de Fermi si n est impair.

De plus l'étude du comportement des électrons dans les métaux montre qu'ils obéissent à la statistique de Fermi et l'interprétation des spectres de bandes de rotation nous apprend qu'il en est de même pour les protons ⁽³⁾ et, en général, pour tous les noyaux de masse impaire. Ceux de masse paire suivent, au contraire, la statistique de Bose.

D'après la théorie d'Einstein l'énergie totale d'un électron en mouvement $= mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et son énergie cinétique :

$$E = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right].$$

On l'exprime généralement par le potentiel d'émission correspondant, en électronkilovolts.

Un ekV $= 1\,000 \cdot e_{\text{U.E.M.}} \cdot 10^8 \text{ ergs} = 1,600 \cdot 10^{-9} \text{ erg}$; d'où :

$$E = 510,87 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] \text{ ekV.}$$

⁽¹⁾ L'unité X $= 10^{-11} \text{ cm.}$

⁽²⁾ BETHE. *Rev. of Mod. Phys.*, **9** (1937), 166.

⁽³⁾ On arrive à la même conclusion par l'étude des propriétés thermodynamiques de l'ortho- et du parahydrogène.

Or, dans l'ancienne conception du noyau le nombre total de constituants, $2A-Z$, avait la parité de Z . Donc, indépendamment de leur masse, des noyaux ⁽¹⁾ tels que ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{14}_7\text{N}$, devaient, contrairement à l'expérience, obéir à la statistique de Fermi.

d) Le spin nucléaire peut être déterminé expérimentalement par l'étude de la structure hyperfine des spectres optiques, de la dépolarisation de la radiation de résonance, par l'analyse des rayons moléculaires et par l'interprétation des spectres de bandes de rotation.

On trouve que les spins de tous les noyaux de masse impaire paraissent être des multiples impairs de $\frac{1}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right)$ et ceux des noyaux de masse paire des multiples pairs (souvent zéro) de la même quantité.

Or le spin total d'un noyau est la résultante vectorielle (compte tenu des règles de quantification) de tous les moments angulaires des mouvements orbitaux des particules et de leurs spins propres. Les moments angulaires orbitaux étant toujours entiers, les spins fractionnaires des noyaux de masse impaire doivent être attribués aux spins $\frac{1}{2}$ entiers des constituants. Sachant expérimentalement que le proton et l'électron ont pour spin $\frac{1}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right)$ ⁽²⁾, on retombe, en admettant $2A-Z$ constituants nucléaires, sur la même difficulté que pour les statistiques.

⁽¹⁾ On désigne par ${}^M_Z\text{N}$ le noyau d'un élément de masse atomique A et de nombre atomique Z , M étant le nombre de masse (nombre entier le plus voisin de A) et Z la charge nucléaire (c'est aussi, par conséquent, le numéro de la case occupée par l'élément dans la classification périodique de Mendelejeff). On pourrait employer aussi la même notation pour les particules élémentaires : électron ${}^0_{-1}\epsilon$, positon ${}^0_1\epsilon$, neutron 1_0n , neutrino 0_0n , mais, plus simplement, on adoptera les notations ϵ^- , ϵ^+ , n , ν .

⁽²⁾ Par abréviation, on dit simplement : spin $\frac{1}{2}$.

e) Les méthodes indiquées pour la détermination des spins (sauf la dernière) permettent aussi de connaître les moments magnétiques des noyaux. On trouve qu'ils sont tous de l'ordre de grandeur du moment théorique μ_p du proton ⁽¹⁾, alors que l'existence d'électrons nucléaires conduirait à des valeurs théoriques voisines du magnéton de Bohr :

$$\mu_e = \frac{he}{4\pi m_0 c} = 1836 \mu_p.$$

f) Après la découverte de radioéléments émetteurs d'électrons positifs, on aurait été amené à admettre l'existence simultanée dans le noyau des deux sortes d'électrons, ce qui aurait été difficilement concevable à cause de leur possibilité d'annihilation mutuelle.

La découverte, en 1932, du neutron, corpuscule de masse voisine de celle du proton, de charge nulle, de spin $\frac{1}{2}$ et de moment magnétique de l'ordre de μ_p ⁽²⁾, a permis de résoudre les deux premières et les deux dernières difficultés. Il suffit d'admettre que le noyau de l'élément de masse atomique A et de nombre atomique Z est constitué de Z protons et de A-Z neutrons.

L'électron (positif ou négatif) n'est créé qu'au moment de la désintégration β , par la transformation d'un proton en neutron (ou l'inverse), la faible probabilité de ce processus expliquant les longues vies moyennes des noyaux émetteurs de rayons β .

$$^{(1)} \mu_p = \frac{eh}{4\pi M_p c} = 5.10^{-24} \text{ U. E. M.}$$

⁽²⁾ L'expérience a donné, pour le moment magnétique du proton, une valeur voisine de $+3\mu_p$ (le signe + indiquant que moment magnétique et spin ont la même direction). Il est plus difficile de mesurer expérimentalement le moment magnétique du neutron.

Des considérations sur le moment de noyaux tels que ^2_1H conduisent à lui donner une valeur voisine de $-2\mu_p$.

2. Hypothèse du neutrino. — La parité de la masse nucléaire ne changeant pas dans une désintégration β (parce que la masse de la particule émise est toujours négligeable devant celle du noyau), le caractère entier ou fractionnaire du spin nucléaire doit être conservé et le noyau produit doit suivre la même statistique que le noyau émetteur. Ceci est impossible à concilier avec le départ d'une seule particule, de spin $\frac{1}{2}$, obéissant à la statistique de Fermi.

De plus, on sait que l'énergie de l'électron émis n'est pas définie, mais qu'on obtient un « spectre continu » s'étendant d'une énergie maximum E_0 à une énergie très petite (probablement nulle dans la plupart des cas). Or l'étude des rayonnements α et des bilans énergétiques de transmutations artificielles d'éléments légers montre que l'énergie des noyaux produits est définie.

Pour ne pas être obligé d'abandonner le principe de conservation de l'énergie et pour résoudre les difficultés de spins et de statistiques, Pauli a admis qu'une particule (neutrino) de charge nulle, de masse très petite, de spin fractionnaire et obéissant à la statistique de Fermi, est émise en même temps que l'électron. Si celui-ci a l'énergie E , le neutrino prend l'énergie $E_0 - E$. Partant de cette hypothèse, Fermi a développé une théorie permettant de prévoir la forme du spectre continu émis ⁽¹⁾. Nous en rappellerons, dans la troisième partie, les points principaux.

3. Niveaux énergétiques nucléaires. — Dès 1922, Ellis ⁽²⁾ signalait qu'il paraissait exister entre les énergies des différents quanta émis dans la transformation $Ra \xrightarrow[\gamma]{\beta} B \rightarrow C$ des relations d'additivité (du type $h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu_3$). Plusieurs

⁽¹⁾ FERMI. *Zeit. für Phys.*, **88** (1934), 161. Plusieurs autres théoriciens ont ensuite contribué à compléter cette théorie (cf. p. 112 et suiv.).

⁽²⁾ ELLIS. *Proc. Roy. Soc., A.*, **101** (1922), 1.

auteurs confirmèrent ce résultat pour d'autres désintégrations. L'interprétation la plus simple (analogue à celle des spectres de rayons X) est de considérer l'émission de ces quanta comme correspondant à des transitions entre différents états d'excitation représentables par un système de niveaux énergétiques nucléaires.

Le noyau peut avoir été laissé dans un état excité après une désintégration α : on observe alors plusieurs groupes de rayons α dont les intensités relatives permettent d'évaluer la probabilité des désintégrations conduisant aux différents états excités.

Suivant une théorie proposée par Ellis et Mott ⁽¹⁾, il peut en être de même après une désintégration β : un noyau ${}^M_Z\text{N}$, dans l'état fondamental, peut donner naissance à un noyau ${}^M_{Z+1}\text{N}$ soit dans l'état fondamental, soit ⁽²⁾ dans un état que nous désignerons par ${}^M_{Z+1}\text{N}^{(E)}$, E étant l'énergie d'excitation. Le spectre continu observé est alors la somme d'un certain nombre de spectres composants : pour chacun d'eux l'énergie maximum E_0 correspond à la différence d'énergie entre le noyau initial et le noyau excité formé.

Le retour à l'état fondamental se fait ensuite par émission d'un ou plusieurs ⁽³⁾ quanta, dont on peut mesurer l'énergie de plusieurs façons :

a) Par étude directe (absorption ou diffraction cristalline);

b) Par étude de l'effet photoélectrique externe, c'est-à-dire

⁽¹⁾ ELLIS-MOTT. *Proc. Roy. Soc., A.*, **141** (1933), 502.

⁽²⁾ Nous verrons que, pour la plupart des désintégrations, c'est le cas le plus fréquent.

⁽³⁾ Avec la condition : $\sum h\nu_i = E$. Il peut d'ailleurs arriver que le retour à l'état fondamental n'ait pas le temps de se produire avant la désintégration suivante. C'est ce qui arrive parfois dans les transformations $\text{Ra } C \xrightarrow[\gamma]{\beta} C' \xrightarrow{\alpha} D$, $\text{Th } C \xrightarrow[\gamma]{\beta} C' \xrightarrow{\alpha} D$, en donnant naissance aux rayons α de long parcours.

en mesurant l'énergie des électrons secondaires provenant de substances irradiées par ces rayons γ ;

c) Par étude de l'effet photoélectrique se produisant dans l'atome même où le quantum a pris naissance (conversion interne) ⁽¹⁾. On observe alors des groupes de rayons β isocinétiques, d'énergie $h\nu - E_i$ (E_i désignant le travail d'extraction correspondant au niveau électronique de départ, dans l'atome formé) ⁽²⁾.

4. Spectres β de conversion. — De nombreux auteurs ont employé cette dernière méthode, soit à l'aide d'une chambre de Wilson, soit avec un « spectrographe magnétique » dans lequel les électrons de conversion sont reçus sur une plaque photographique, dans un cylindre de Faraday ou sur un compteur de Geiger-Müller, après avoir décrit une trajectoire déterminée par un champ magnétique convenable.

C'est l'emploi de la plaque photographique qui permet, le plus souvent, d'obtenir le meilleur pouvoir séparateur; de plus, fournissant sur un même cliché un nombre de raies qui peut être élevé si le spectrographe est de grandes dimensions, cette méthode se prête aussi très bien aux mesures relatives d'énergie.

La plupart des groupes β de conversion ne représentant qu'un léger accroissement de quelques o/o sur le fond continu, une étude directe par soustraction des deux effets, en employant un cylindre ou un compteur, est d'ailleurs

⁽¹⁾ Nous verrons, dans la quatrième partie, qu'il n'est pas indispensable de considérer un mécanisme analogue à celui du cas précédent, c'est-à-dire émission puis absorption du quantum.

⁽²⁾ Par opposition aux « spectres continus », d'origine nucléaire, nous désignerons, dans la suite, par « spectres de raies » ou « spectres de conversion », l'ensemble de ces groupes de rayons β secondaires.

généralement impossible ⁽¹⁾, alors que l'intensité d'une ligne visible sur un cliché est presque toujours mesurable au photomètre ⁽²⁾.

Il importe cependant de remarquer que la densité photographique ne croît pas linéairement avec l'exposition; en général la sensibilité diminue pour les densités élevées; ce qui est un net désavantage comparativement aux relations linéaires des méthodes électriques et nécessite un étalonnage précis de la plaque employée (en tenant compte également du fait important que l'action photographique des particules dépend de leur énergie) ⁽³⁾. Cet étalonnage peut s'effectuer par l'emploi conjugué, dans le spectrographe, d'un compteur ⁽⁴⁾ et de la plaque choisie.

5. Intensité des rayonnements γ . — Pour déterminer complètement la position relative des niveaux, il ne suffit pas, dans la plupart des cas, de connaître l'énergie des rayonnements γ émis; le choix entre plusieurs arrangements possibles ne peut se faire qu'en connaissant, pour chaque désintégration, la probabilité de transition entre deux états quelconques ou, en d'autres termes, l'« excitation » de chaque niveau.

Les méthodes d'étude que nous venons de rappeler peuvent toutes être employées dans ce but. En particulier, l'analyse des spectres β de conversion permet d'estimer l'intensité des rayonnements γ à condition de connaître, dans chaque

(1) Nous discuterons, dans la troisième partie, la précision obtenue sur les mesures statistiques faites au compteur.

(2) Les raisons de cette supériorité résultent du fait qu'il est difficile d'explorer 95 o/o d'un courant d'ionisation avec ses fluctuations, alors qu'avec les photomètres actuels il est aisé d'évaluer 95 o/o de l'opacité d'une plaque et d'avoir encore une précision acceptable pour l'étude des 5 o/o restants.

(3) Cf. p. 44.

(4) Nous discuterons plus loin les avantages respectifs du compteur et du cylindre de Faraday.

cas, la probabilité de conversion (« coefficient de conversion interne ») du quantum étudié.

6. Plan du travail. — D'après ce qui précède nous aurons donc à examiner successivement :

a) L'étalonnage énergétique du spectrographe, c'est-à-dire la détermination, en valeur absolue, de l'énergie d'une raie choisie arbitrairement comme étalon ;

b) L'étalonnage de la plaque photographique en fonction du nombre et de l'énergie des particules étudiées ;

c) La détermination de l'énergie et de l'intensité des groupes β de conversion d'où l'on déduira l'énergie et (connaissant le coefficient de conversion interne) l'intensité des rayonnements γ correspondants.

D'autre part, le début du spectre continu émis dans une désintégration β présentant un intérêt théorique particulier, et le spectrographe employé se prêtant très bien à son étude, nous avons étudié spécialement celui de la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$. Nous verrons, en effet, que la mesure de l'excitation des différents niveaux nucléaires de Th C conduit à penser que ce spectre ne se présente pas comme la somme de plusieurs composantes d'intensités voisines. Son étude permet donc la comparaison directe avec la théorie. De plus, nous verrons que ce cas correspond à une transition « permise » alors que le spectre de $\text{Ra E} \xrightarrow{\beta} \text{F}$ (qui a fait l'objet de nombreuses mesures, parce qu'étant également « simple » et d'étude aisée par suite de l'absence de rayonnement γ) correspond à un cas théorique différent (transition « défendue »).

Le choix du dépôt actif du thoron permet, en outre, d'obtenir aisément, sur de très faibles surfaces ⁽¹⁾, des sour-

⁽¹⁾ Nous verrons dans la suite l'importance de ce point pour l'étude des groupes β de conversion.

(à 15° et 760 mm. Hg.) sont celles données par Lewis et Bowden ⁽¹⁾. Les pourcentages indiqués pour les transitions β correspondent aux résultats exposés dans la quatrième partie. Les périodes (T) sont indiquées avec des unités variables (heures, minutes, secondes); les constantes radioactives (λ) sont toutes indiquées en sec.^{-1} .

⁽¹⁾ LEWIS-BOWDEN, *Proc. Roy. Soc., A.*, **145** (1934), 235.

PREMIÈRE PARTIE

MESURE DE L'ÉNERGIE ABSOLUE D'UNE RAIE ÉTALON

CHAPITRE PREMIER

Emploi d'un champ magnétique pour l'étude d'un rayonnement β .

1. Généralités. — Nous avons rappelé dans l'introduction que la méthode la plus couramment employée pour l'étude d'un rayonnement β est celle qui consiste à séparer les différents groupes monocinétiques à l'aide d'un champ magnétique uniforme.

On sait, en effet, que si le champ est perpendiculaire à la vitesse initiale d'un électron, celui-ci décrit un cercle dont le rayon est proportionnel à sa quantité de mouvement ⁽¹⁾.

Il est commode de caractériser ainsi chaque groupe monocinétique par le produit HR ⁽²⁾ dont on peut facilement déduire l'énergie cinétique :

⁽¹⁾ Si le champ et la vitesse initiale ne sont pas perpendiculaires, la trajectoire est hélicoïdale, le rayon du cylindre d'enroulement étant proportionnel à la quantité de mouvement de l'électron.

⁽²⁾ Il serait d'ailleurs plus correct de parler du produit $\mathcal{B}R$ ($\mathcal{B}$, induction magnétique, étant la grandeur qui s'introduit dans la loi d'action électromagnétique). Néanmoins, toutes ces expériences ayant lieu dans le vide et sans avoir à considérer de mouvements relatifs d'axes de référence, nous avons continué, conformément à l'usage, à caractériser les différents groupes par le produit HR . R est exprimé en centimètres et H en œersteds, suivant les vœux des Congrès d'Oslo (1930) et de Londres (1934) qui réservent le nom de gauss à l'unité d'induction magnétique.

$$E = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right].$$

On a :

$$HR = \frac{m_0}{e} \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ (en U. E. M.)} \quad (2)$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \sqrt{1 + \frac{(HR)^2}{\left(\frac{m_0 c}{e}\right)^2}} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} E &= ce \left[\sqrt{(HR)^2 + \left(\frac{m_0 c}{e}\right)^2} - \frac{m_0 c}{e} \right] \text{ ergs} \\ &= c \cdot 10^{-11} \left[\sqrt{(HR)^2 + \left(\frac{m_0 c}{e}\right)^2} - \frac{m_0 c}{e} \right] \text{ ekV.} \end{aligned} \quad (4)$$

Avec les valeurs numériques adoptées pour les unités fondamentales ⁽¹⁾, on a :

$$E = 0,29977 \left[\sqrt{(HR)^2 + (1704,2)^2} - 1704,2 \right] \text{ ekV} \quad (5)$$

Il faut remarquer que les variations d'énergie correspondant à une même variation de HR augmentent avec ce produit. Par suite deux raies corpusculaires se présentant avec une différence d'énergie constante (par exemple : énergie K — énergie L) ne seront pas séparées par la même distance dans toutes les régions du spectre : ce doublet sera plus étroit pour les raies de grande énergie.

2. Dispositifs géométriques. — Les électrons, canalisés par un système convenable de fentes, décrivent des trajectoires circulaires (ou hélicoïdales) et viennent tomber sur une plaque photographique, un cylindre de Faraday ou un compteur.

On peut employer deux dispositifs géométriques différents : celui à déviation directe ou celui à focalisation.

(1) La valeur attribuée à la constante $\frac{e}{m_0}$ a une grande importance car on peut voir facilement qu'une erreur de 1 0/0 sur $\frac{e}{m_0}$ entraîne une erreur de $\sqrt{1 - \beta^2}$ 0/0 sur l'énergie calculée.

Dans le premier, on réalise, à l'aide d'une fente, un faisceau étroit de rayons β et la plaque photographique est située à quelques centimètres au-dessus de la fente. Les rayons γ , non déviés, viennent impressionner la plaque suivant une raie centrale, homothétique de la fente par rapport à la source, et les différents groupes de rayons β viennent inscrire, parallèlement à la raie γ , une série de raies d'autant plus éloignées du centre que la vitesse est plus faible.

L'une des principales difficultés expérimentales, dans ce cas, provient de la présence de rayons secondaires (excités par les rayons β et γ frappant les parois de l'appareil) qui produisent un voile sur la plaque photographique. De plus, dans le cas d'une source linéaire, la largeur de la raie centrale γ est égale à $2s \left(\frac{a+d}{d} \right)$ ($2s$: largeur de la fente, a : distance fente-plaque, d : distance fente-source, ; cette expression donne aussi, pratiquement, la largeur des raies β).

Même si a est très petit devant d , la largeur d'une raie est au moins égale à celle de la fente. On est ainsi amené (pour obtenir un pouvoir séparateur acceptable) à prendre une fente très étroite, c'est-à-dire à utiliser un angle solide très petit, ce qui rend impossible l'étude aux compteurs des spectres continus β , qui ont, généralement, une faible intensité.

Pour ces différentes raisons nous avons toujours employé le dispositif à focalisation.

Dans celui-ci on dispose, à quelques centimètres au-dessus d'une source linéaire, parallèlement à celle-ci, une fente large. Sur un épais bloc de plomb (qui la protège contre le rayonnement γ de la source) se trouve la plaque photographique dont le plan doit coïncider avec celui des arêtes de la fente. Tous les rayons issus de S (fig. 2) passant à l'intérieur de EE' viennent converger sur la plaque entre K et K' . Afin d'obtenir l'angle solide utilisé dans ce montage, en tenant compte des dimensions de la source, nous étudierons en détail, dans la troisième partie, les propriétés géométriques

de ce dispositif et nous verrons que la largeur KK' de la raie, image de la source, est très sensiblement égale à :

$$2q + R(1 - \cos \varphi_M)$$

$$(2q : \text{largeur de la source ; } \varphi_M = \widehat{OSE}).$$

On voit donc que si la largeur de la source est faible et $\frac{s}{d}$ petit, on peut obtenir une raie très étroite en utilisant un

angle solide beaucoup plus grand qu'avec le dispositif précédent (1).

D'autre part, nous verrons en étudiant la « structure » de la ligne (c'est-à-dire les variations de l'intensité entre K et K') que l'intensité croît très rapidement en partant du bord K situé vers les hautes énergies (On désigne souvent ce bord par : « front » de la ligne). Il est donc bien

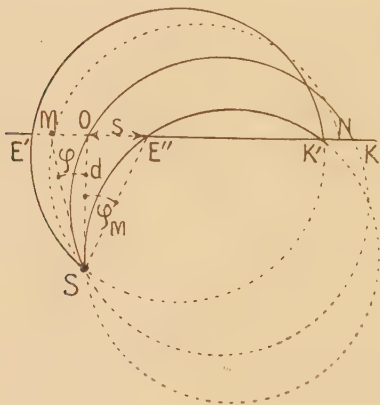


Fig. 2.

défini (au microphotomètre ou au microscope) et c'est lui qui est utilisé, pratiquement, pour la détermination des rayons de courbure.

(1) C'est à RUTHERFORD et ROBINSON (*Phil. Mag.*, 26 (1913), 717. que l'on doit la mise en évidence de cette intéressante propriété) On peut aussi (ROBINSON, *Proc. Roy. Soc.*, A., 104 (1923), 455) remplacer le radiateur étroit et la fente large par un radiateur large et une fente fine. On dispose alors la plaque dans le plan de la source. On peut voir sur la figure 2 (où l'on doit supposer le champ inversé, la source placée en $E'E''$ et la fente en S) que la largeur de la raie est toujours KK' . Un tel dispositif, utilisable quand il est impossible d'avoir des sources sensiblement linéaires (ce qui était le cas dans le travail de Robinson, où il bombardait une cible par un faisceau de rayons X), n'augmente pas la finesse des raies et diminue beaucoup leur intensité.

3. Raie étalon. — Pour étudier un spectre obtenu avec une valeur déterminée du champ, on mesure la distance du « front » de chaque ligne à un repère de la plaque dont la distance au point O, quand la plaque est en place, est connue avec précision. On en déduit la distance $OK = t$ et :

$$R = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + t^2} \quad (6)$$

La quantité de mouvement des électrons d'une raie quelconque est obtenue en multipliant celle des électrons d'une raie étalon par le rapport des rayons de courbure correspondants.

Dans l'étude des spectres de conversion du dépôt actif du thoron, on choisit généralement pour étalon la raie la plus intense émise dans la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$; elle est composée d'électrons de la couche K de Th C, qui sont émis quand le noyau excité revient à l'état fondamental.

Il est commode, pour désigner les différentes raies d'un spectre, d'adopter la notation proposée par Ellis (1) : aux raies les plus intenses correspondent des lettres majuscules ; dans les intervalles ainsi formés on désigne les raies d'intensité plus faible en ajoutant des lettres minuscules et, si besoin est, des indices.

La raie très intense choisie pour étalon est ainsi désignée par la lettre F.

4. Résultats antérieurs. — D'une mesure faite par Ellis et Skinner (2), en 1924, sur le Ra B (précision : 2 0/00), Black (3) avait déduit, en 1925, pour cette raie F, la valeur absolue $HR = 1\,398$ œrsted.s.cm. Meitner (4) avait, quelques

(1) ELLIS. *Nature*, **129** (1932), 276.

(2) ELLIS-SKINNER. *Proc. Roy. Soc., A.*, **105** (1924), 60.

(3) BLACK. *Proc. Roy. Soc., A.*, **109** (1925), 166.

(4) MEITNER. *Zeits. für Phys.*, **9** (1922), 131.

années auparavant, indiqué la valeur $HR = 1385$. Plus récemment, Ellis ⁽¹⁾, étudiant une autre raie du spectre du dépôt actif du thoron, a donné, pour la raie F, la valeur $HR = 1386$ (précision : 1 0/00). Entre temps (1926) Thibaud ⁽²⁾ avait trouvé $HR = 1380$ (précision : 2 0/00). Enfin, Surugue ⁽³⁾ a indiqué la valeur 1388 (précision : 1 0/00).

(¹) ELLIS. *Proc. Roy. Soc., A.*, **138** (1932), 318.

(²) THIBAUD. *Ann. de Phys.*, **5** (1926), 73.

(³) SURUGUE. *Ann. de Phys.*, **8** (1937), 484.

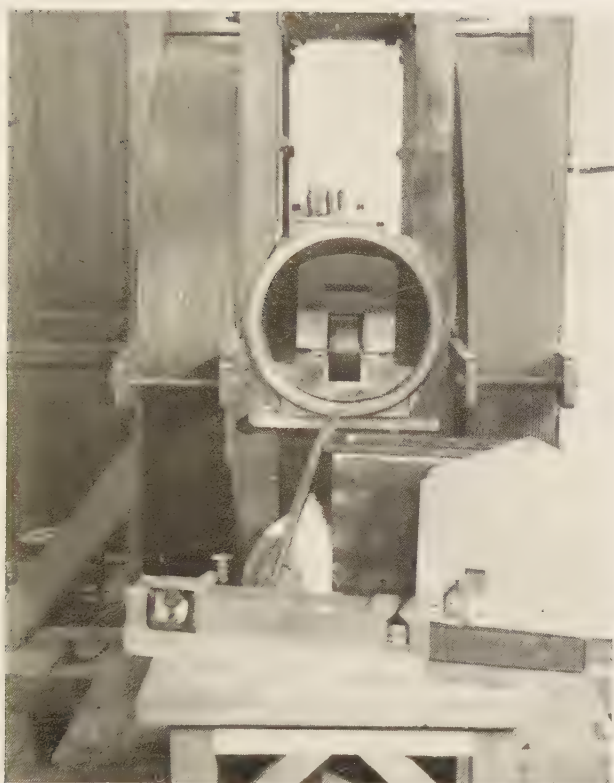


Fig. 3. — Vue d'ensemble des cadres de Helmholtz et des appareils à focalisation.

Au premier plan, le grand appareil à focalisation (source à droite, compteurs à coïncidences à gauche). La chambre cylindrique correspondante est en place, ouverte, entre les cadres de Helmholtz. On distingue à l'intérieur l'un des diaphragmes destinés à protéger les compteurs des rayonnements de diffusion.

Au second plan, le petit appareil à focalisation et, derrière lui, sa chambre parallélépipédique, en laiton.

On distingue, tout à fait à l'arrière-plan, l'amplificateur utilisé avec les compteurs.

CHAPITRE II

L'appareillage spectrographique.

1. **Chambres et spectrographe.** — Tout spectrographe magnétique comprend trois parties essentielles :

a) Une chambre dans laquelle doit pouvoir être obtenu, pendant toute la durée des poses, un bon vide ;

b) Le spectrographe lui-même comprenant le porte-source, le porte-plaque et la fente ;

c) Un appareil permettant d'obtenir un champ magnétique constant et uniforme dans un grand volume.

a) *Chambres.* — Nous avons utilisé, au cours de ces recherches, deux appareils à focalisation ; le premier (ayant servi en particulier pour la détermination de l'énergie de la raie F) était placé entre deux joues d'aluminium et le tout était contenu dans une chambre parallélépipédique en laiton (fig. 3), fermée par un couvercle rodé.

Le second, de plus grandes dimensions, était contenu dans une chambre cylindrique en maxium (alliage aluminium-magnésium). Il nous a servi pour compléter l'étude photographique des spectres continus et pour toutes les mesures faites avec des compteurs. Nous l'étudierons plus en détail dans la troisième partie.

Le vide était obtenu à l'aide d'une pompe à palettes à double étage. Pour les mesures faites avec la chambre cylindrique on lui adjoignait une pompe à diffusion à vapeur de mercure. La pression était contrôlée par l'aspect de la décharge dans un tube communiquant avec la chambre et préalablement étalonné à l'aide d'une jauge de Mac-Leod.

La pression, pendant la durée des poses, était, en général, maintenue aux environs de 10^{-3} mm. de mercure.

b) *Spectrographe*. — Les dimensions du petit appareil à focalisation, mesurées à l'aide d'une machine à diviser et d'un cathétomètre, sont indiquées (en mm.) dans la figure 4.

La fente était constituée par deux blocs prismatiques de plomb dont les arêtes, en E' et E'', étaient recouvertes d'une feuille d'or. On obtenait ainsi des arêtes bien vives, moins fragiles qu'en plomb, formées d'un métal lourd et, par conséquent, peu transparentes aux électrons même dans la région de faible épaisseur.

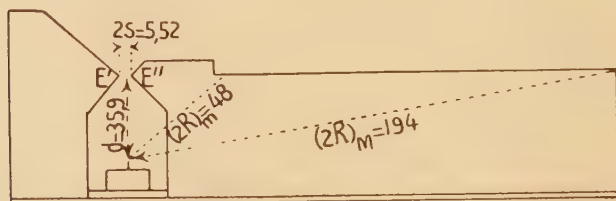


Fig. 4. — Petit appareil à focalisation.

La source était constituée par la tranche d'une feuille d'or de 0 mm. 05 d'épaisseur. Après l'avoir recouverte d'un écran de mica muni d'une très petite ouverture rectangulaire, on serrait la feuille entre deux parallélépipèdes de verre et on la mettait, sous tension négative, dans une atmosphère de thoron. Après activation, elle était placée dans un logement taillé dans un bloc d'aluminium, où elle était fixée par une joue mobile serrée par quatre vis. Elle était ainsi maintenue sur une hauteur de 9 mm., ne dépassant que de 1 mm. le plan supérieur du porte-source. L'ensemble était introduit, à frottement dur, dans un logement taillé dans le bloc de plomb du spectrographe. On avait ainsi la certitude que la distance source-fente restait parfaitement constante. Des mesures, faites à plusieurs mois d'intervalle, n'ont jamais montré d'écarts supérieurs à 0 mm. 05 ($d = 35$ mm. 90).

On vérifiait au microscope qu'une fois en place la source se trouvait bien dans le plan médian de la fente.

c) *Production du champ magnétique.* — Un des buts principaux de ce travail étant l'étude des régions de faible énergie des spectres continus, il importait de ne pas être gêné par les rayonnements de diffusion sur les parois. Leur intensité, dans les appareils de petites dimensions généralement employés, est souvent comparable à celle du spectre étudié ; d'autre part, l'emploi d'une chambre de grandes dimensions dans l'entrefer d'un électroaimant est presque toujours impossible ⁽¹⁾ et, si l'on veut augmenter beaucoup l'entrefer, les défauts d'uniformité du champ, dans la partie de l'espace utilisé, deviennent inacceptables.

L'emploi de bobines sans fer (solénoïdes, cadres de Gaugain-Helmholtz) permet d'obtenir des champs uniformes dans un grand volume ; malheureusement leur valeur maximum est en général faible (parce qu'on est rapidement limité par l'échauffement des conducteurs) et un tel dispositif ne permet pas l'étude de rayonnements corpusculaires de grande énergie (nous verrons que pour un courant de 20 ampères le champ au centre de l'appareil employé n'atteint que 258 œersteds). De plus, l'absence de fer rend les variations relatives du champ égales à celles du courant. Si l'on veut obtenir des raies fines, il faut maintenir constants, pendant toute la durée des poses, avec une précision de l'ordre de quelques dix-millièmes, des courants d'intensité comprise entre 10 et 20 ampères. Pour atteindre ce degré de précision, aucun réglage automatique ne nous ayant donné satisfaction, nous avons été obligé d'adopter le montage potentiométrique décrit plus loin, nécessitant une surveillance continue.

(1) Des électroaimants de très grandes dimensions, comme celui de l'Académie des Sciences, à l'Office des Recherches et Inventions (Bellevue), permettent l'emploi d'appareils à focalisation où le rayon des trajectoires est grand, mais qui sont contenus dans des chambres nécessairement étroites.

2. Cadres de Helmholtz. Réglage du courant. — Les cadres de Helmholtz employés étaient ceux déjà décrits par d'Espine ⁽¹⁾ (fig. 5).

Le courant d'alimentation I, fourni par un batterie d'accumulateurs, était normalement d'une quinzaine d'ampères en service continu.

L'équilibre thermique était alors atteint en 5 ou 6 heures. L'échauffement des bobines étant trop considérable, des courants d'une vingtaine d'ampères ne pouvaient être utilisés que pour des expériences de courte durée.

Le montage potentiométrique employé (partie A de la figure 6) permet de mesurer avec précision le courant I, c'est-à-dire de reproduire le même champ pour différents clichés et d'assurer sa constance pendant la durée des poses.

On mesure, en réalité, la différence de potentiel aux bornes d'une résistance r_0 ,

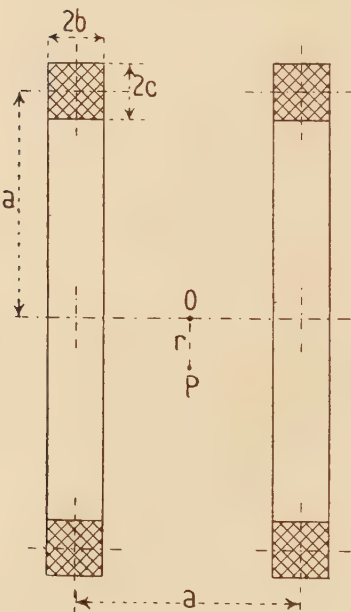


Fig. 5. — Cadres de Helmholtz.

$a = 44$ cm. 5; $2b = 12$ cm.

$2c = 10$ cm. $N = 624$ (24 couches de 26 spires chacune).

et si l'on est certain que cette résistance est invariable, il est inutile de connaître la valeur absolue de I. Pour éviter son échauffement, la résistance r_0 est plongée dans du pétrole, et sa constance est vérifiée par le fait que les rayons de courbure d'une même raie, mesurés sur des clichés pris à

⁽¹⁾ D'ESPINE. *Ann. de Phys.*, 16 (1931), 5.

plusieurs mois d'intervalle, avec un champ que l'on s'est efforcé de reproduire avec la plus grande précision possible, ne diffèrent pas entre eux de 0,4 o/oo. Afin de pouvoir, cependant, donner l'expression du champ en fonction du courant, nous avons fait étalonner cette résistance au Laboratoire Central d'Electricité. Sa valeur à 22° C. (température d'emploi) est $0,10760 \pm 0,00005$ ohm absolu ⁽¹⁾. Les boîtes de résistance r_1 , r_2 sont des boîtes à fiches de 11110 ohms, dont la vérification a été faite à l'aide d'un pont Leeds et Northrup, étalonné au Laboratoire Central. Les valeurs réelles ne diffèrent pas des valeurs indiquées de plus de 0,6 o/oo, et elles sont connues, en valeur absolue, avec une précision de $2 \cdot 10^{-6}$.

La tension v_1 est fournie par un accumulateur au plomb, utilisé dans le palier de sa courbe de décharge et dont la valeur est mesurée, au début et à la fin de chaque expérience, à l'aide d'un élément Weston étaloné au Laboratoire Central (f. é. m. à 20° C., 1,0188₆ volt absolu). Nous avons uti-

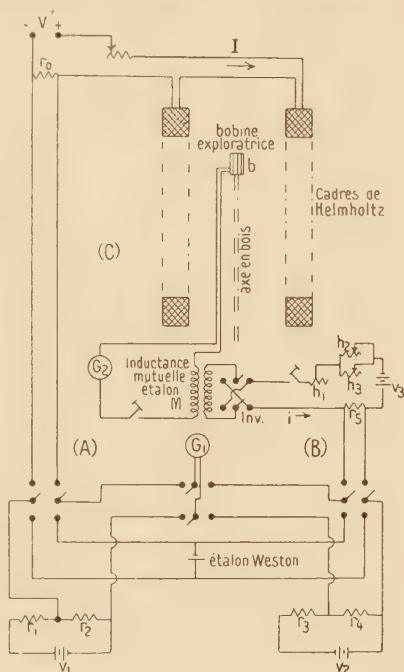


Fig. 6.

(1) Cette résistance fut remplacée ultérieurement par une résistance Tinsley, de 0,10003₆ ohm absolu (à 20° C.).

lisé plusieurs éléments Weston, afin de vérifier la concordance des résultats. Même avec des poses de plusieurs heures, nous n'avons jamais constaté de variations appréciables de la f. é. m. de l'accumulateur. L'élément Weston, les boîtes de résistance et l'accumulateur sont, chacun, doublement isolés par de la porcelaine et de l'ébonite.

Le galvanomètre G_1 est un Chauvin-Arnoux (type mural) donnant une déviation de 6 mm. (à 1 m.) pour 10^{-7} ampère. Il sert d'appareil de zéro pour mesurer la f. é. m. de l'accumulateur et vérifier la constance du courant I pendant la durée des poses. A une variation relative de 1 0/00 d'un courant I de l'ordre de 16 ampères correspond un déplacement du spot de 17 mm. On peut (surtout pour les poses courtes employées quand on désire avoir seulement les raies intenses) garder I constant à 0,3 0/00 près ⁽¹⁾.

Si r_2 et r'_2 représentent respectivement la valeur du potentiomètre dans la mesure de l'accumulateur v_1 et de la différence de potentiel aux bornes de r_0 , on a (avec $r_0 = 0,10003_0$ ohm absolu) $I = 10,185_6 \frac{r'_2}{r_2}$ ampères absolus (7).

(1) Avec ce premier appareil à focalisation, une variation relative de I (c'est-à-dire du champ) de 1 0/00 produisait un déplacement du front de la raie de 0 mm. 12 dans la partie centrale de la plaque.

CHAPITRE III

Etude du champ magnétique.

1. Principe de la méthode. — Les dimensions des cadres ne permettant pas l'emploi d'une balance de Cotton, nous avons utilisé la méthode d'induction suivant deux techniques déjà étudiées par plusieurs auteurs ⁽¹⁾.

Une bobine (*b*, fig. 6) de surface connue, est mise en série avec le secondaire d'une inductance mutuelle étalon *M* et un fluxmètre (ou un galvanomètre). On la place dans le champ à mesurer, le plan de ses spires étant normal aux lignes de force, et on la fait rapidement tourner de 180° en même temps qu'on inverse le courant dans le primaire de l'inductance mutuelle. On règle ce courant de façon à réaliser la compensation exacte des flux produits dans les deux opérations successives. Un montage potentiométrique, distinct de celui précédemment décrit, mais utilisant le même galvanomètre *G*₁, sert à mesurer le courant *i* envoyé dans le primaire de l'inductance mutuelle. Les boîtes de résistance *r*₃, *r*₄, employées sont des boîtes à fiches de 41 110 ohms, dont les valeurs ont été mesurées comme précédemment.

2. Inductance mutuelle étalon. — L'inductance mutuelle étalon que nous avons employée ⁽²⁾ est constituée par deux

⁽¹⁾ P. SEVE. *Ann. de Phys. Chim.*, **27** (1912), 189; PICCARD-DEVAUD. *Arch. Sc. Phys. et Nat.* [5], **2** (1920), 455; FOEX. *Ann. de Phys.*, **16** (1921), 190; G. DUPOUY, R. JOUAUST. *Journ. Phys.*, **6** (1935), 123.

⁽²⁾ Cette inductance nous a été prêtée, très obligeamment, par M. Jouaust, directeur du Laboratoire Central d'Electricité, à qui nous sommes heureux de pouvoir adresser ici nos remerciements pour les conseils qu'il nous a donnés en plusieurs occasions.

bobines coaxiales enroulées sur un cylindre de marbre blanc, la résistance du primaire est de 3,2 ohms et celle du secondaire de 17,1 ohms. Sa valeur calculée a été vérifiée par comparaison avec les étalons du Natural Physical Laboratory, à Londres (8,602 millihenrys internationaux, soit 8,605 millihenrys absolus) et peut être considérée comme exacte à 0,1 0/00.

Avec les bobines exploratrices employées, le courant i passant dans le primaire de cette inductance est de l'ordre de quelques milliampères. Il est fourni par des accumulateurs au plomb v_2 et réglé par le système de rhéostats h_1, h_2, h_3 ; h_1 a une résistance totale de 12 800 ohms et la valeur de h_2 (10 ohms) est choisie de telle façon que la variation totale de h_3 corresponde à un peu plus d'une spire de h_1 . Si n_1 et n_3 sont les nombres de spires de h_1 et h_3 , l'ensemble se comporte donc comme un rhéostat de $n_1 n_3$ spires ($1\,500 \times 900$). On peut ainsi réaliser facilement de très faibles variations du courant i . On le mesure potentiométriquement en le faisant passer dans une résistance fixe r_5 , étalonnée au Laboratoire Central.

Sa valeur est de 1 000,20 ohms internationaux (1 000,64 ohms absolus) après passage d'un courant de 10 milliampères, l'erreur commise étant inférieure à $5 \cdot 10^{-6}$. La précision de la mesure au potentiomètre étant d'autre part de $3 \cdot 10^{-5}$, le courant i est connu avec une erreur relative certainement inférieure à $4 \cdot 10^{-5}$. On mesure ce courant avant et après l'inversion. A cette précision des mesures, les deux valeurs ont toujours été trouvées égales.

3. Bobines exploratrices. — Nous avons construit deux bobines exploratrices.

Chacune d'elles est constituée par un petit cylindre creux, de duralumin de 8 mm. de diamètre extérieur, et de hauteur égale à 3 mm. pour la première et 0 mm. 5 pour la deuxième.

La susceptibilité de ce duralumin, mesurée à la balance de Curie-Cheneveau, est de $+ 28.10^{-6}$ C. G. S.

Les joues, taillées dans le même bloc de duralumin, ont 1 cm. de diamètre.

Dans la gorge ainsi obtenue on a enroulé six couches de fil de cuivre émaillé de 0 mm. 1 de diamètre, noyé dans de la gomme laque.

Après séchage on a serti chaque bobine dans un manche de prespan (susceptibilité : 5.10^{-6} C. G. S.) en ayant soin de torsader très serré les fils quittant la bobine, de façon à éviter toute surface parasite.

Ils sont, à leur extrémité, fixés à deux bornes qui (étant donnée la longueur du fil torsadé) peuvent rester fixes pendant la rotation de la bobine. On a vérifié, avant le bobinage, que le fil employé n'est pas ferromagnétique en étudiant ses oscillations dans l'entrefer d'un électroaimant.

Les précautions prises dans la construction de ces bobines n'étant pas cependant suffisantes pour calculer géométriquement leur surface avec précision, elles furent comparées à une bobine très soigneusement construite par G. Dupouy ⁽¹⁾ et dont il estime la surface ($128 \text{ cm}^2 \text{ } 36$) connue avec une erreur maximum de 0,1 à 0,2 0/00.

Cette comparaison donne (avec une précision finale de 1 0/00) : $s_1 = 25 \text{ cm}^2 \text{ } 63$ et $s_2 = 63 \text{ cm}^2 \text{ } 89$.

La première a servi pour la mesure des champs compris entre 100 et 200 œrsteds, la seconde pour des champs inférieurs à 100 œrsteds. Au voisinage d'une centaine d'œrsteds, des mesures faites avec les deux bobines nous ont permis de vérifier l'exactitude du rapport des surfaces données.

La bobine exploratrice est fixée à l'extrémité d'un axe en bois, de 1 m. 5 de long et 2 cm. de diamètre, qu'un système

(1) S. ROSENBLUM et G. DUPOUY. *J. Phys.*, 4 (1933), 262. La comparaison a été faite dans un champ connu, à l'aide du montage potentiométrique décrit par ces auteurs.

réglable de ressorts et de poids permet de faire tourner plus ou moins rapidement. Pour vérifier que la rotation est rigoureusement de 180° , on fixe à l'extrémité de l'axe, suivant un diamètre, un fil de soie très fin. On amène le réticule d'une lunette en coïncidence avec l'image du fil, on fait tourner l'axe et on règle la butée de façon qu'après rotation l'image du fil coïncide de nouveau avec le réticule de la lunette. On peut, de cette façon, obtenir une erreur ne dépassant pas quelques minutes.

Pour mettre les spires de la bobine exploratrice dans un plan perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique, deux procédés sont employés. Pour les mesures faites au centre géométrique des cadres, on introduit dans la bobine exploratrice, perpendiculairement aux spires, un petit cylindre de carton, et l'on examine un rayon lumineux, dirigé suivant l'axe géométrique des cadres et traversant ce cylindre. Ce rayon est arrêté quand l'angle de la normale à la bobine et de l'axe des cadres est de 40 minutes. L'erreur commise est donc inférieure à $7 \cdot 10^{-6}$.

Quand la bobine exploratrice ne se trouve pas au centre des cadres, on se sert, pour régler son orientation, d'un système de fils à plomb fixés aux montants, distants de 30 cm. et disposés dans un plan parallèle aux spires.

Une lunette permet de viser, dans ce plan vertical, le système de fils et l'axe de rotation de la petite bobine exploratrice. L'erreur finale sur la mesure est du même ordre que la précédente (on le vérifie en employant les deux procédés d'orientation quand la bobine est au centre géométrique des cadres). L'extrémité de l'axe opposée à la bobine porte un système de balais (Inv., fig. 6) permettant d'inverser, à un instant réglable de la rotation, le courant dans le primaire de l'inductance.

4. Galvanomètre. — Voulant mesurer le champ en des points bien déterminés de l'espace, on ne pouvait songer à

employer des bobines de très grande surface. D'autre part, les champs fournis par les cadres ne dépassant pas 200 œersteds, il en résulte que le fluxmètre de Grassot, généralement employé dans les mesures de ce genre, ne possède pas une sensibilité suffisante.

Nous avons fait deux séries de mesures, en employant successivement dans le circuit du secondaire de l'inductance mutuelle un galvanomètre Thomson et un galvanomètre Zernike.

A. *Galvanomètre Thomson à aimant mobile.* — Le couple directeur est fourni par la résultante du champ terrestre et d'un aimant auxiliaire, situé au-dessus de l'appareil en une position variable en hauteur et en direction. Ceci permet de placer l'instrument dans une position quelconque par rapport au méridien magnétique et de pouvoir rendre le couple directeur extrêmement faible, même si le système d'aimants n'est pas rigoureusement astatique.

Il était constitué par quatre petits aimants, aussi semblables que possible, fixés sur une lamelle de mica, en des positions déterminées par tâtonnements, de façon à obtenir la meilleure astatisation. Les dimensions du support de mica sont réglées par les conditions d'amortissement. Après de nombreux essais nous sommes parvenu à réaliser un système astatique permettant d'obtenir une déviation de 1 mm. (à 1 m.) pour 10^{-11} ampère, en employant les bobines les moins résistantes (30 ohms) du galvanomètre. L'emploi de l'appareil étant alors très délicat, et une telle sensibilité étant inutile pour les mesures à effectuer, nous avons réglé l'aimant directeur de façon à avoir une déviation de 3 mm. pour 10^{-9} ampère. La période complète des oscillations est alors de 30 secondes. En employant la bobine exploratrice de 23 cm² pour mesurer des champs voisins de 20 œersteds, on a, sans compensation, une déviation du spot allant de 1 000 à 1 500 mm.

Le galvanomètre est disposé le plus loin possible des

cadres et soigneusement protégé contre les vibrations mécaniques. On observe le spot avec une lunette qui facilite l'étude des mouvements de faible amplitude autour de la position d'équilibre. La rotation de la bobine exploratrice s'effectuant en un temps voisin de $\frac{1}{20}$ de seconde, on ne parvient pas à obtenir l'immobilité absolue du spot pendant toute la rotation. Néanmoins l'aspect de son mouvement varie beaucoup avec le courant envoyé dans l'inductance, et l'on peut mesurer avec précision un courant tel que l'élongation correspondante ne dépasse pas 1 mm. de part et d'autre de la position d'équilibre.

Nous avons cherché quelle erreur pouvait résulter du fait que la self-induction de circuit du galvanomètre n'est pas absolument nulle. On sait qu'en supposant $\frac{L}{R} \neq 0$ on est conduit, pour le mouvement de l'équipage, à une équation différentielle du troisième ordre. L'étude mathématique de cette équation dans le cas actuel ($\frac{L}{R} = 6.10^{-3}$ seconde) montre que l'erreur commise est tout à fait négligeable.

B. *Galvanomètre à cadre Zernike*. — Après avoir fait, par cette méthode de zéro, un grand nombre de mesures dans l'air et à l'intérieur de la chambre en laiton, nous les avons reprises avec un galvanomètre à cadre de grande sensibilité (1 mm., à 1 m., pour 6.10^{-10} ampère; résistance intérieure : 25 ohms; période : 8 secondes).

Sa courte période ne permettait pas de l'utiliser comme appareil de zéro, mais la stabilité de sa position d'équilibre était suffisante pour qu'on puisse l'employer à des mesures faites suivant une technique déjà décrite par différents auteurs ⁽¹⁾; on règle la sensibilité du galvanomètre de façon que chacune des deux quantités d'électricité produise une élongation de 500 à 800 mm. (les deux déviations ayant lieu

⁽¹⁾ P. SEVE (*loc. cit.*); FOEX (*loc. cit.*).

du même côté); une lunette permet d'examiner la position d'équilibre et une autre l'extrémité de l'élongation; on fait deux lectures successives: l'une relative à la rotation de la bobine, l'autre à l'inversion du courant dans l'inductance (cette inversion étant toujours effectuée par la rotation de l'axe portant la bobine); en vérifiant que la position d'équilibre n'a pas varié, on règle le courant dans l'inductance pour que les deux élongations soient égales; ce réglage obtenu, on vérifie que plusieurs séries de mesures restent bien concordantes.

La production du courant induit par rotation de la bobine et celle par inversion du courant dans l'inductance ne suivant pas les mêmes lois et ces deux phénomènes n'ayant pas une durée négligeable devant la période du galvanomètre, nous avons cherché quelle erreur pouvait en résulter.

On peut démontrer que si t est le temps de rotation (ou de l'inversion) et T la période du galvanomètre, l'erreur relative est de l'ordre de $\left(\frac{t}{T}\right)^2$, soit, ici, de $\left(\frac{1}{160}\right)^2$.

Les écarts entre les résultats obtenus par les deux méthodes sont de l'ordre des erreurs expérimentales, bien que les nombres trouvés par l'emploi du galvanomètre Thomson paraissent systématiquement un peu plus faibles.

5. Mesures différentielles. — Enfin, en supposant connue la valeur absolue du champ au centre géométrique des cadres, nous avons complété l'étude de sa topographie dans le plan médian par des mesures différentielles effectuées, d'une part, à l'aide d'une bobine de $150\,000\text{ cm}^2$ et un fluxmètre Grassot, d'autre part, à l'aide de la bobine de 63 cm^2 et du galvanomètre Zernike.

La surface de la bobine de $150\,000\text{ cm}^2$ n'est connue qu'avec une précision assez faible (de même que sa position en un point de l'espace) mais ces mesures différentielles permettent de faire des recoupements entre les valeurs obtenues

en différents points par les deux méthodes précédentes. En particulier, nous avons soigneusement étudié les écarts entre les valeurs du champ au centre géométrique des cadres et aux points où se trouvent, durant les expériences, la fente et la source.

6. Résultats des mesures. — L'ensemble des résultats obtenus permet d'abord de constater que les valeurs mesurées dans la chambre en laiton sont, en moyenne, plus grandes de 1 0/00 que celles mesurées dans l'air. Le champ est de révolution autour de l'axe des cadres et décroît constamment en partant du centre. La topographie du champ dans le plan médian reste sensiblement la même pour des valeurs différentes du courant et peut être représentée avec une très bonne approximation (jusqu'à une distance du centre de 34 cm.) par l'expression ⁽¹⁾ :

$$H_{\text{arstedts}} = 12,89 \left[1 - 26,6 \cdot 10^{-6} r^2 - \frac{1}{15} 10^{-6} r^4 \right] I_{\text{amp}} \quad (8)$$

Dans le plan médian il est uniforme, à 1 0/00 près, dans un rayon de 6 cm. Il va en diminuant le long de l'axe des cadres, en partant du centre ; sa variation est inférieure à 1 0/00 jusqu'à une distance de 5 cm.

7. Correction de Hartree. — On peut tenir compte du léger défaut d'uniformité du champ le long des trajectoires à l'aide de la formule établie par Hartree ⁽²⁾ :

$$H_{\text{eff}} = H_s + \int_0^\pi \sin \varphi \cdot \Delta H \cdot d\varphi \quad (9)$$

H_s est le champ mesuré à l'emplacement de la source et φ

⁽¹⁾ Cette expression représente l'ensemble des mesures effectuées, dans l'air, par les deux méthodes. On aurait une expression analogue pour représenter le champ à l'intérieur de la chambre en laiton, mais avec le coefficient 12,90 au lieu de 12,89.

⁽²⁾ HARTREE. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **21** (1923), 746.

l'angle que forme, en chaque point, la tangente à la trajectoire avec la vitesse initiale en S. On peut faire cette correction soit graphiquement, soit analytiquement, en utilisant la formule (8) de distribution du champ (compte tenu de la présence de la chambre en laiton). La correction de Hartree a toujours été trouvée inférieure à 2 0/00.

8. *Energie de la raie étalon.* — Nous avons, pour la mesure de HR, utilisé 13 clichés, dont 9 obtenus avec une même valeur du champ ($H = 204,2$ œrstedes).

On obtient la valeur moyenne $HR = 1\,381$ œrstedes.cm. qui correspond à une vitesse relative :

$$\beta = \frac{HR}{\sqrt{\left(\frac{m_0 c}{e}\right)^2 + (HR)^2}} = \frac{HR}{\sqrt{(1\,704,2)^2 + (HR)^2}} = 0,629 \quad (10)$$

et à une énergie (formule (5) p. 14) :

$$E = 146,6 \text{ électronkilovolts} \quad (11)$$

D'après ce qui précède le champ est donné par l'expression :

$$H = \frac{Mi}{S} = \frac{M}{S} \cdot \frac{e}{r_5} \cdot \frac{r'_4}{r_4} \quad (12)$$

dans laquelle M désigne la valeur de l'inductance mutuelle, S la surface de la bobine exploratrice, i le courant dans le primaire de l'inductance, e la f. é. m. de la pile étalon, r_5 la résistance de 1 000 ohms (fig. 6), r_4 et r'_4 les valeurs du potentiomètre respectivement dans la mesure de l'accumulateur v_2 et de la différence de potentiel aux bornes de r_5 .

Nous avons vu que l'erreur totale commise sur la mesure de i est certainement inférieure à 0,4 0/00 et celle sur M à 0,1 0/00. La mesure de S reste toujours le point le plus délicat de ces études de champ. Nous avons déjà indiqué qu'il nous paraissait difficile d'avoir la certitude que la sur-

face des bobines exploratrices employées soit connue avec une erreur relative inférieure à 1 0/00. Il en résulte donc que l'erreur totale sur le champ est de l'ordre de 1,5 0/00.

L'erreur commise sur le rayon de courbure :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{t \cdot \Delta t + d \cdot \Delta d}{t^2 + d^2} \quad (13)$$

($t = OK$, $d = OS$, fig. 2). Pour les clichés utilisés t (de l'ordre de 13 cm.) est la somme de deux quantités dont l'une (distance du centre de la fente au repère : 31 mm. 98), est connue avec une erreur inférieure à 0,5 0/00; l'erreur sur l'autre (distance du repère à la raie) provient surtout de l'impossibilité de viser exactement, à la machine à diviser, le front de la raie.

On peut prendre $\Delta t = 0$ cm. 002, $\Delta d = 0$ cm. 005. D'où :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{13 \times 0,002 + 4 \times 0,005}{(13)^2 + 4^2} \simeq 0,3 \text{ 0/00.}$$

Il en résulte que nous pensons avoir atteint une précision de l'ordre de 2 0/00 sur la détermination du produit HR .

L'erreur correspondante sur l'énergie est voisine de 4 0/00; il faut lui ajouter celle provenant de la valeur approchée du rapport $\frac{e}{m_0}$. Nous l'estimons ⁽¹⁾ inférieure à 0,5 0/00.

L'erreur finale sur l'énergie doit donc être de l'ordre de 5 0/00.

(1) Nous verrons plus loin que l'on peut admettre que $\frac{e}{m_0} = 1,759 \cdot 10^7$ U.E.M. à 0,6 0/00 près.

Or, pour la raie F, $\sqrt{1 - \beta^2} \simeq 0,8$.

DEUXIÈME PARTIE

SPECTRES β DE CONVERSION

CHAPITRE PREMIER

Technique photographique. Photométrie.

1. Régions spectrales étudiées. — L'échauffement trop considérable des cadres ne permettant pas d'obtenir pendant plusieurs heures un champ magnétique dépassant 200 œersteds, seules les raies d'énergie inférieure à 256 ekV ($HR = 1950$) pouvaient être étudiées (région A — J_{b_2}).

Même avec le premier appareil à focalisation, il était possible d'obtenir toute cette étendue spectrale sur un même cliché (ce qui permettait la comparaison précise des énergies), mais l'observation étant cependant défectueuse pour les raies situées à l'extrémité de la plaque côté source (insuffisance du pouvoir séparateur) il était préférable d'opérer sur deux séries de clichés, faits avec des champs différents, chacun d'eux contenant la raie étalon ⁽¹⁾.

La distance de la plupart des raies au repère choisi était mesurée à la machine à diviser et on en déduisait le rayon de courbure de la façon décrite au chapitre précédent. L'in-

⁽¹⁾ Il était d'ailleurs difficile d'étudier la région I — J, car les poses faites avec un courant intense devaient nécessairement être courtes; le deuxième appareil à focalisation étant de plus grandes dimensions a permis de faire cette étude en utilisant des courants ne dépassant pas 12 ampères.

tensité de quelques raies est cependant si faible que l'examen au microscope ne permet pas de les distinguer du fond continu (raies D_{β_1} ou F_1 , par exemple). En s'aidant d'un éclairage latéral convenable on déterminait leur position en traçant, avec une pointe fine, un repère dans la couche sensible avant de placer le cliché sur la machine à diviser. L'erreur sur la quantité de mouvement relative était évidemment beaucoup plus grande que dans le premier cas ; l'examen d'une série de clichés montre qu'elle peut atteindre 4 o/o, alors qu'elle était toujours inférieure à 5 o/o pour les raies plus intenses.

Nous donnons dans le tableau I, les valeurs de ces quantités de mouvement relatives $\left(\frac{(HR)_{\text{raie étudiée}}}{(HR)_{\text{raie étalon}}} \right)$; c'est la façon la plus simple de faire la comparaison avec les résultats d'auteurs n'ayant pas employé la même valeur pour l'énergie absolue de la raie F.

Les noircissements étaient mesurés à l'aide d'un microphotomètre de Lambert et Chalonge ⁽¹⁾. Un cadre en aluminium posé sur la plaque déterminait une région non exposée au rayonnement β ; son noircissement était dû au voile chimique apparaissant pendant le développement et au rayonnement γ . Celui-ci était plus intense près de la source et la différence correspondante du noircissement pouvait être appréciable pour des poses longues. Pour avoir le noircissement dû aux rayons β il fallait alors prendre la différence entre la valeur au point considéré de la ligne centrale et au point correspondant de la région marginale.

Etant donné les grandes dimensions de l'appareil, l'importance des rayonnements secondaires ⁽²⁾ s'ajoutant au rayon-

⁽¹⁾ LAMBERT et CHALONGE, *Revue d'Optique* 5 (1926), 404 ; 10 (1931), 405.

⁽²⁾ Nous ne parlons ici que du rayonnement de diffusion sur les parois. Nous étudierons plus loin l'importance de la réflexion sur le support de la source.

nement primaire à étudier était faible, surtout vers l'extrémité de la plaque opposée à la source.

Nous verrons, dans la troisième partie, comment l'étude, avec des compteurs, de l'absorption dans des écrans permet de vérifier ce point.

2. Loi de réciprocité. — La durée des poses variant d'une 1/2 heure à 12 heures et l'intensité des sources de 1 à 6 mg.-Ra-équivalent- γ ⁽¹⁾, il faut d'abord s'assurer que le noircissement ne dépend que du nombre total d'électrons ayant atteint la plaque au point considéré, c'est-à-dire que la densité optique ⁽²⁾ $D = f(I t)$ (I : intensité de la source ; t : temps de pose). On dit alors que la loi de réciprocité de Bunsen et Roscoë est valable. Il n'en est pas ainsi, en général, pour le noircissement produit par un flux lumineux et $D = f(I t^q)$ (loi de Schwarzschild) ; q dépend de l'émulsion choisie et (si l'on opère en lumière monochromatique) de la longueur d'onde utilisée.

Un certain nombre d'auteurs ont montré que la loi du noircissement dû aux rayons X ou aux électrons était plus simple que pour la lumière. Glocker-Traub ⁽³⁾, avec des rayons X (de longueur d'onde comprise entre 0,4 et 1,1 Å), Bothe ⁽⁴⁾, utilisant le rayonnement β total émis par le RaE, et Seitz-Haring ⁽⁵⁾, Nacken ⁽⁶⁾, Becker-Kipphan ⁽⁷⁾ avec des électrons émis par un filament et accélérés (énergie variant de 1,5 à 100 ekV) ont montré que la loi de réciprocité était

⁽¹⁾ Cf. p. 97.

⁽²⁾ $D = \log_{10} (\varphi_0 / \varphi_1)$, φ_0 et φ_1 , étant les flux lumineux transmis (généralement en lumière blanche et diffuse) à travers deux surfaces égales de la plaque, la première non noircie, la seconde renfermant des grains d'argent réduit par le rayonnement étudié.

⁽³⁾ GLOCKER-TRAUB. *Phys. Zeits.*, **22** (1921), 345.

⁽⁴⁾ BOTHE. *Zeits. für Phys.*, **8** (1922), 243.

⁽⁵⁾ SEITZ-HARING. *Phys. Zeits.*, **30** (1929), 758.

⁽⁶⁾ NACKEN. *Phys. Zeits.*, **31** (1930), 296.

⁽⁷⁾ BECKER-KIPPAN. *Ann. d. Phys.*, **10** (1931), 15.

valable pour différentes émulsions. Ellis et Wooster ⁽¹⁾ utilisant, dans un appareil à focalisation, des rayonnements β monocinétiques ($E = 160, 540$ et $1\,313$ ekV) ont obtenu le même résultat avec la plaque Ilford pour rayons X.

Nous avons vérifié que pour cette plaque la loi de réciprocité est encore valable pour les rayons de 25 et 147 ekV (raies A et F).

Afin d'éviter l'erreur introduite par les différences de sensibilité de deux plaques distinctes ⁽²⁾, nous opérons de la façon suivante : une plaque était coupée en deux longitudinalement et la première moitié était exposée pendant un temps t_1 aux rayons émis par une source de dépôt actif ; après avoir laissé ensuite la source décroître durant une période (10 h. 6), on exposait la seconde moitié de la plaque pendant un temps t_2 calculé pour avoir le même nombre d'électrons incidents ⁽³⁾ et, quelques heures après ⁽⁴⁾, on développait ensemble les deux clichés.

3. Comparaison des intensités. — Nous verrons plus loin que la répartition sur la plaque des électrons d'un groupe monocinétique (« structure » de la raie) dépend de la distance

⁽¹⁾ ELLIS-WOOSTER. *Proc. Roy. Soc. A.*, **114** (1927), 266.

⁽²⁾ Plusieurs séries de mesures effectuées dans des conditions aussi identiques que possible nous ont montré que l'on peut observer des différences de sensibilité atteignant 8 ou 10 0/0 entre des plaques d'un même lot et pouvant atteindre 20 ou 25 0/0 entre des plaques de provenances différentes.

⁽³⁾ On a $e^{-\lambda t_2} = 2e^{-\lambda t_1} - 1$. Pour Th B ($\lambda = 0,0654 \text{ h.}^{-1}$), à des premières poses de 1 heure, 2 heures, 3 heures, correspondent respectivement des secondes poses de 2 h. 06 m., 4 h. 18 m. et 6 h. 42 m.

On pourrait aussi songer à faire la seconde pose immédiatement après la première. On voit alors facilement que la relation entre t_1 et t_2 devient $e^{-\lambda t_2} = 2 - e^{\lambda t_1}$. Dans le cas de poses courtes faites avec Th B, l'écart entre t_1 et t_2 n'est plus suffisant : pour $t_1 = 3$ h. on devrait prendre $t_2 = 3$ h. 43 m.

⁽⁴⁾ Afin d'éviter l'erreur due à l'évolution de l'image latente dont il sera fait mention plus loin.

à la source et des dimensions de celle-ci. La figure 18, p. 91, donne, par exemple, la variation de la densité électronique dans une raie produite par une source rectangulaire de très petites dimensions.

La comparaison de deux raies ne peut donc se faire qu'après les avoir ramenées (expérimentalement ou par le calcul ⁽¹⁾) en un même point de la plaque. On doit faire alors le rapport des surfaces comprises sous les courbes d'intensité, au-dessus du fond continu. Si la source est nue (cas des dépôts actifs) le calcul (et l'expérience) montre que, dans la plupart des appareils à focalisation, le rapport des surfaces est pratiquement égal à celui des maxima (« pointe » de la ligne). Il n'en est plus de même si la source est enfermée dans un tube par suite de la déformation de la courbe théorique due au ralentissement des électrons dans les parois (son importance varie beaucoup avec l'énergie des particules); on doit, dans ce cas, comparer les surfaces. Elles sont d'ailleurs souvent difficiles à évaluer avec précision, mais la hauteur de la « pointe » étant toujours beaucoup plus aisément mesurable on peut étudier, à l'aide des raies plus intenses, la variation avec l'énergie du rapport $\frac{\text{ordonnée maximum}}{\text{surface}}$ et en déduire la surface pour les raies faibles.

En réalité, le microphotomètre ne donne pas directement la courbe d'intensité électronique, mais seulement les variations de la densité optique. Pour passer de l'une à l'autre il faut connaître la courbe de noircissement de la plaque employée. Sa forme est généralement variable avec l'énergie des particules incidentes ⁽²⁾ (ou avec la longueur d'onde, dans le cas de rayonnements électromagnétiques). Il faut donc tracer un réseau de courbes après avoir vérifié, pour

⁽¹⁾ Cf. p. 90.

⁽²⁾ Voir, par exemple, les réseaux de courbes de noircissement donnés, d'après différents auteurs, par Borries-Knoll (*Phys. Zeits.*, **35** (1934), 279) pour plusieurs émulsions et des énergies variant de 40 eV à 84 ekV.

chacune d'elles, que la loi de réciprocité est valable.

Quand l'étude de la plaque est faite à l'aide d'électrons émis par un filament et accélérés, on peut obtenir directement, pour chaque énergie, la courbe de variation de la densité en fonction du nombre de particules, mais il n'est généralement pas possible d'étudier, par ce moyen, l'action d'électrons d'énergie élevée.

Si l'on emploie des rayons β on est obligé de porter en abscisses une variable arbitraire (par exemple le nombre de millicuries.heures) parce qu'on ne connaît pas, en général, le nombre d'électrons contenus dans les groupes étudiés.

Pour que le réseau obtenu soit utilisable, il faut, dans ce cas, que les courbes qui le composent soient affines, c'est-à-dire qu'on puisse les amener à coïncider par un choix convenable des échelles des abscisses.

On se sert de la courbe unique ainsi obtenue pour tracer, dans chaque raie, les variations de l'intensité relative et, après transposition en un point arbitraire de la plaque, on compare les surfaces sous les courbes pour obtenir les « intensités photographiques relatives » (col. 17, Tabl. I).

Pour comparer ensuite les nombres d'électrons contenus dans les différentes raies, il faut connaître la courbe d'« activité photographique », c'est-à-dire les variations du rapport des intensités photographiques données par un même nombre de particules d'énergie différente (¹). Cette courbe dont la

(¹) Nous insistons sur le fait qu'on ne peut opérer ainsi que dans le cas où le réseau de courbes de noircissement remplit la condition précisée plus haut. S'il n'en est pas ainsi, il est impossible de parler d'une « courbe » d'activité photographique, puisque le rapport des intensités photographiques données par un même nombre d'électrons d'énergie différente est alors fonction de la densité optique.

Dans ce cas, il est indispensable d'étudier au compteur l'intensité électronique absolue de plusieurs groupes pour avoir le réseau donnant directement la densité en fonction du nombre de particules.

L'interpolation, dans un tel réseau, est souvent difficile et, par conséquent, il est peu indiqué d'employer une plaque dans ces conditions pour étudier, par exemple, un fond continu.

forme dépend du type de plaque employée, peut s'obtenir par comparaison directe (au compteur ou au cylindre de Faraday) du nombre relatif d'électrons contenus dans quelques raies intenses étudiées d'abord photographiquement. On obtient ainsi les « intensités électroniques » (relatives) des tableaux III, V et VI permettant, si l'on a mesuré le nombre absolu de particules contenus dans un groupe, de connaître, pour tous les autres, le nombre d'électrons émis par désintégration.

4. Choix d'une plaque. — Le noircissement produit par un faisceau monocinétique d'électrons dont l'énergie est inférieure à 100 ekV dépend principalement de l'épaisseur de la couche sensible ⁽¹⁾.

Il y a évidemment avantage, pour l'étude des électrons lents, à employer des plaques pauvres en gélatine ou à recourir à des procédés spéciaux tels que le huilage de la surface sensible ⁽²⁾.

Nous avons fait des essais avec des électrons de 25 ekV, en

⁽¹⁾ Même pour des plaques dont les teneurs en gélatine sont voisines, on peut, dans des domaines énergétiques déterminés, trouver de notables différences de sensibilité. La comparaison des courbes données par Becker et Kipphan (*loc. cit.*) pour la plaque spéciale de Th. Matter et la plaque Agfa extra-rapide permet, par exemple, de constater qu'un faisceau d'électrons de 64 ekV correspondant à $1,5 \cdot 10^{-10}$ coulombs/cm² donne, pour la seconde, une densité de 2,0, pour la première, de 1,4. La seconde permettrait d'obtenir cette densité avec deux fois moins d'électrons. Par contre leur sensibilité est tout à fait comparable pour des électrons de 25 ekV ou de 85 ekV.

⁽²⁾ Cole (*Phys. Rev.*, **28** (1926), 781), opérant avec des électrons émis par un filament à oxyde et accélérés ensuite par un champ électrique, trouve que la sensibilité des plaques huilées peut être de 50 à 100 fois supérieure à celle des plaques non traitées. Brett (*Proc. Leeds Phil. Lit. Soc.*, **1** (1925), 1), opérant avec des électrons de 60 eV arrive à des résultats analogues par l'emploi d'une couche mince de vaseline. Poultney et Whiddington (*Leeds Phil. Lit. Soc. Proc.*, **2** (1934), 492) ont confirmé ces résultats.

opérant de la façon suivante : des plaques Ilford pour rayons X étaient placées horizontalement dans un bain d'acide sulfurique dilué (acide pur pour accumulateurs, dilué à 2 volumes d'eau) où elles étaient laissées 12 heures. Après extraction et quelques secondes d'égouttage, elles étaient étendues dans une cuve parcourue par un courant d'eau froide suffisamment lent pour éviter l'agitation du liquide. Après deux heures de lavage, elles étaient mises à sécher. La sortie du bain d'acide est particulièrement délicate et doit être effectuée avec des instruments extrêmement propres si l'on veut éviter la destruction du film. Le séchage augmente la résistance mécanique, mais il est très difficile d'obtenir des couches d'épaisseur uniforme. La sensibilité est notablement accrue mais les plaques obtenues se conservent très mal et ont des propriétés encore beaucoup plus variables, d'un échantillon à l'autre, que les plaques ordinaires.

Pour l'étude de la région A — J, nous avons adopté la plaque Ilford pour rayons X, déjà employée et étudiée par Ellis et Wooster. Elle donne, dans cette région, un contraste satisfaisant, son émulsion résiste bien à un séjour de plusieurs heures dans le vide et la loi de réciprocité est applicable. De plus, ses propriétés sensitométriques permettent de passer facilement des noircissements aux intensités électroniques.

Ellis et Wooster ont, en effet, montré que les courbes de noircissement obtenues en utilisant des électrons de 160,540 et 1 313 ekV ⁽¹⁾ peuvent toutes être représentées par une expression de la forme :

$$D = C \log_{10} \left(\frac{It}{\tau} + 1 \right) \quad (14)$$

où C ne dépend que du mode de développement et τ de

⁽¹⁾ Il s'agissait d'électrons du fond continu β émis par le dépôt actif du radon,

l'énergie des particules ⁽¹⁾. La condition qu'on obtienne un réseau de courbes affines est donc remplie, mais on peut penser que ce résultat, obtenu avec des électrons dont le parcours est grand par rapport à l'épaisseur de la couche sensible (0,0045 g. cm²), n'est plus valable pour des corpuscules de plus faible énergie.

Nous avons construit les courbes de noircissement avec les électrons des raies I, F, A (221, 147 et 25 ekV). On obtient bien, pour les deux premières, des courbes à allure logarithmique ⁽²⁾ (avec une courte partie rectiligne initiale) superposables par un choix convenable de l'échelle des abscisses. En opérant de même pour la troisième, la courbe obtenue *reste toujours au-dessous de la précédente*; néanmoins, sur tous les clichés étudiés, la densité des raies de la région A — E *restant toujours faible* ⁽³⁾ (excepté, sur quelques clichés, pour la raie A), l'écart est suffisamment petit pour que nous ayons pu adopter une courbe unique de noircissement, commodément étudiable avec les électrons de la raie F.

5. Développement. Evolution de l'image latente. — Afin de diminuer l'erreur sur la durée du développement et faciliter

⁽¹⁾ Cette expression avait déjà été étudiée par Buse (*Physica*, **3**, mars 1922) et Silberstein (*Phil. Mag.*, **45** (1923), 1062). En exprimant It en millicuries-heures et en adoptant un développement de 5 minutes à 18°, dans du Rodinal à 1/20, Ellis et Wooster trouvaient pour C la valeur 1,27 et pour τ : 0,55 pour $E = 160$ ekV, 0,94 pour $E = 540$ ekV, et 3,82 pour $E = 1313$ ekV (les densités optiques étant données en valeur absolue).

⁽²⁾ Les mesures de densité n'ayant pas été faites en valeur absolue et le mode de développement étant différent de celui adopté par Ellis et Wooster, il ne nous a pas été possible de comparer les valeurs des paramètres C et τ avec celles indiquées par ces auteurs.

⁽³⁾ Ce n'est qu'à cette condition (toujours remplie pour les clichés utilisés), que l'on peut employer pour l'étude des fonds continus dans la région de faible énergie les courbes de noircissement et d'activité photographique obtenues.

l'apparition de raies très faibles, il est souvent intéressant d'employer un révélateur dilué et de prolonger le temps de développement; on est généralement limité par l'importance croissante du voile chimique. Nous avons, pour l'ensemble de nos clichés, adopté un temps de développement de 30 minutes ⁽¹⁾ (à 18°) avec du Rodinal étendu au 1/50.

Nous avons essayé d'apprécier quelle influence pouvait avoir sur le résultat final le temps s'écoulant entre la fin de la pose et le début du développement. Pour cela, à la fin d'une pose nous coupions longitudinalement la plaque en trois ou en quatre parties que nous développons séparément au bout de temps variables allant jusqu'à 48 heures. Les résultats obtenus sont très complexes et varient beaucoup avec la densité de la région étudiée. Nous n'en avons pas entrepris l'étude systématique (on peut penser que l'influence du mode de développement doit aussi être notable), mais il semble que pour des raies faibles il y ait un accroissement mesurable du noircissement pour des durées d'évolution de l'ordre d'une vingtaine d'heures. Sans exagérer l'importance du phénomène, il semble qu'il y ait là un moyen extrêmement simple de faciliter un peu l'étude des raies faibles.

6. Courbe d'activité photographique. — Ellis et Wooster ⁽²⁾ avaient d'abord admis que l'activité photographique variait proportionnellement à l'ionisation totale par centimètre cube (c'est-à-dire comme $\frac{1}{v^2}$), mais des mesures faites ensuite par Ellis et Aston ⁽³⁾, avec des électrons d'énergie supérieure à 278 ekV (HR = 2 000), montrèrent que la variation était plus rapide. Ils utilisaient des électrons du

⁽¹⁾ Ellis et Wooster, employant du Rodinal étendu au 1/20 (à 18°) ont choisi un temps de développement de 5 minutes et ont montré qu'une erreur de 7 secondes produisait une variation de 3 o/o de la densité.

⁽²⁾ ELLIS et WOOSTER. *Proc. Roy. Soc., A*, **114** (1927), 276.

⁽³⁾ ELLIS et ASTON. *Proc. Roy. Soc., A*, **119** (1928), 645.

fond continu du dépôt actif du radon et comparaient la distribution d'intensité mesurée photographiquement avec les résultats obtenus par Gurney ⁽¹⁾ à l'aide d'un cylindre de Faraday. Les résultats sont représentés par la courbe I (fig. 7) où l'on a pris pour unité l'activité photographique des électrons de 278 ekV.

Pour continuer la courbe vers les bases énergies, Ellis ⁽²⁾

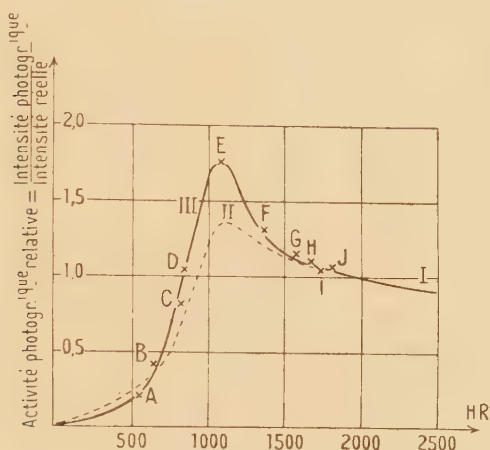


Fig. 7. — Activité photographique relative d'un nombre donné d'électrons, en fonction de leur énergie. Courbes I et II : d'après les mesures d'Ellis ; courbe III : d'après nos propres mesures. L'activité photographique des électrons de 278 ekV (HR = 2000) a été prise égale à l'unité.

raisonnait de la façon suivante : des considérations théoriques ⁽³⁾ indiquant que les intensités réelles des lignes F et I (qui correspondent à la conversion d'un même rayonne-

(1) GURNEY. *Proc. Roy. Soc., A*, **109** (1925), 540. Comme il est très difficile d'évaluer l'importance de la réflexion sur le porte-source et les parties voisines, Ellis et Aston employaient un appareil à focalisation et une source identiques à ceux de Gurney.

(2) ELLIS. *Proc. Roy. Soc., A*, **138** (1932), 330.

(3) Cf. p. 122.

ment γ dans les niveaux K et L de Th C) sont dans le rapport 7, alors que leurs intensités photographiques sont dans le rapport 8, on peut penser que l'activité photographique des électrons de 147 ekV est les $8/7$ de celle des électrons de 221 ekV; d'autre part, les mesures de Gurney indiquent que l'intensité réelle de la raie F est environ 4 à 5 fois celle de la raie A, alors que photographiquement le rapport est voisin de 20; on peut donc penser que l'activité photographique des électrons de 25 ekV est le $1/4$ ou le $1/5$ de celle des électrons de 147 ekV. Ellis obtenait ainsi la courbe II de la figure 7.

Nous avons repris cette étude en mesurant directement au compteur l'intensité électronique absolue des dix principales raies du dépôt actif du thoron ⁽¹⁾. En prenant encore pour unité l'activité photographique des électrons de 278 ekV, la courbe obtenue (III, fig. 7) diffère sensiblement de celle d'Ellis. La faible intensité électronique de la raie E conduit, en particulier, à donner une plus grande activité photographique aux électrons de 100 ekV.

Les particules de très faible énergie sont pratiquement toutes arrêtées dans la couche sensible; on peut penser que leur action est alors proportionnelle à leur énergie. On peut effectivement vérifier que les deux courbes peuvent coïncider jusqu'à $HR = 500$.

D'après les mesures de Schonland ⁽²⁾, les électrons de 47 ekV ($HR = 750$) ont un parcours sensiblement égal à l'épaisseur de la couche sensible. On peut penser que pour des énergies plus élevées l'importance de la réflexion sur le verre devient notable et produit le maximum d'activité observé pour des électrons ayant un parcours environ deux fois plus grand ($HR \simeq 1\ 000$ à $1\ 100$).

⁽¹⁾ Cf. p. 105 et tableau VII, p. 107.

⁽²⁾ Schonland, *Proc. Roy. Soc., A.*, **104** (1923), 235; **108** (1925), 187.

CHAPITRE II

Généralités sur les spectres de conversion.

1. Précision des mesures. — Dans le tableau I sont données les raies que nous avons pu examiner. Nous y avons fait figurer les résultats obtenus antérieurement par Sze Shih-Yuan ⁽¹⁾, Ellis et Surugue afin de faciliter la comparaison et pouvoir estimer plus aisément la précision atteinte.

On peut s'étonner des écarts observés, particulièrement pour les rapports HR/HR_F qui s'obtiennent par des mesures de longueurs pouvant être faites, avec toute la précision désirable, à l'aide d'une machine à diviser.

Nous avons signalé les difficultés qui se présentent dans l'étude des raies très faibles, difficilement visibles, telles que A_b , D_h , E_a , etc... La précision, dans ce cas, est forcément très limitée et les écarts observés (allant parfois jusqu'à 2 et 4 o/o) sont explicables; mais il n'en est plus de même pour des raies telles que celles désignées par des lettres majuscules.

Nous avons vu que l'erreur sur la mesure du rayon de courbure dépendait de la position de la raie. Nous l'avons estimée à 0,3 o/o dans la partie centrale de la plaque. En général, le nombre de clichés obtenus avec des valeurs différentes du champ est assez grand pour que l'on puisse, par comparaisons successives, se placer dans des conditions où l'erreur finale n'atteint pas le triple de celle-ci. On peut d'ailleurs calculer que, dans notre appareil, elle ne dépasse pas 0,6 o/o pour des raies situées vers l'extrémité de la plaque voisine de la fente.

(1) SZE SHIH-YUAN. *Ann. de Phys.*, **19** (1933), 59.

Nom	HR/HR _F				HR			
	Sze	Ellis	Surugue	Arnoult	Sze	Ellis	Surugue	Arnoult
A	0,3873	0,3871	0,3846	0,3870	541	537	534	535
A ₁	0,3881	0,3889	0,3859	0,3893	542	539	536	537
A _a	0,3921	0,3914	0,3897	0,3921	548	542	541	542
A _b	0,3999	0,4074	0,4055	0,4077	559	564	563	564
B	0,4700	0,4709	0,4697	0,4718	657	653	652	653
B _a	0,4715	0,4730	0,4716	0,4746	659	655	655	656
B _b	0,4889	0,4895	0,4887	0,4906	683	678	678	679
B _c	0,4936	0,4943	0,4931	0,4969	690	685	684	685
B _d	0,5998	0,5963	0,5974	0,5964	838	826	829	828
C	0,6039	0,6003	0,6017	0,6013	844	832	835	834
C ₂	—	0,6072	0,6091	0,6090	—	841	845	846
C _a	0,6152	0,6128	0,6134	0,6137	860	849	851	848
D	0,6196	0,6164	0,6175	0,6181	866	854	857	856
D _a	0,6308	0,6285	0,6289	0,6317	882	871	873	872
D _b	0,6651	0,6625	0,6629	0,6635	930	918	920	919
D _c	0,6657	0,6665	0,6640	0,6640	931	924	922	923
D _d	—	0,6704	0,6690	0,6700	—	929	929	929
D _e	0,6792	0,6795	0,6788	0,6792	949	942	941	942
D _f	0,6812	0,6826	0,6826	0,6810	952	946	948	947
D _{f1}	—	0,6943	0,6943	0,6940	—	962	964	965
D _{f2}	—	0,6987	0,7000	0,7000	—	968	972	969
D _g	0,7439	0,7412	0,7420	0,7390	1 040	1 027	1 030	1 028
D _h	0,7582	—	0,7895	0,7673	1 060	—	1 096	1 066
E	0,8004	0,7985	0,7997	0,7970	1 119	1 107	1 110	1 108
E _a	0,8026	0,8013	0,8022	0,7998	1 122	1 110	1 114	1 112
E _{a1}	0,8240	—	0,8429	0,8278	1 152	—	1 170	1 148
E _b	0,8548	0,8519	0,8523	0,8520	1 195	1 181	1 183	1 182
E _{b1}	0,8677	0,8653	0,8660	0,8650	1 213	1 199	1 202	1 201
E _{b2}	0,8934	0,8848	0,8832	0,8946	1 249	1 226	1 226	1 225
E _c	0,9142	0,9028	0,9027	0,9030	1 278	1 251	1 253	1 252
E _{c1}	—	0,9192	0,9333	0,9270	—	1 274	1 295	1 286
E _d	0,9828	0,9892	0,9888	0,9876	1 374	1 371	1 372	1 369
F	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1 398	1 386	1 388	1 387
F ₁	—	1,0309	1,0346	1,0308	—	1 429	1 436	1 435
F _a	—	1,0439	1,0463	1,0468	—	1 447	1 452	1 448
F _b	1,0579	1,0603	1,0603	1,0590	1 479	1 469	1 472	1 468
F _{b1}	1,0751	1,0673	1,0634	1,0779	1 503	1 479	1 476	1 475
G	1,1481	1,1501	1,1490	1,1492	1 605	1 594	1 595	1 593
G ₁	1,1595	1,1631	1,1514	1,1662	1 621	1 612	1 598	1 606
G ₂	—	—	1,1702	1,1735	—	—	1 624	1 621
G _a	1,1903	1,1956	1,1948	1,1940	1 664	1 657	1 658	1 656
H	1,2160	1,2202	1,2189	1,2198	1 700	1 691	1 695	1 693
H ₁	1,2253	1,2246	1,2383	1,2295	1 713	1 711	1 719	1 716
H ₂	—	—	1,2454	1,2483	—	—	1 729	1 727
I	1,2589	1,2635	1,2619	1,2647	1 760	1 751	1 752	1 750
I _a	1,2604	1,2657	1,2638	1,2669	1 762	1 754	1 755	1 753
I _{a1}	—	1,2713	1,2705	1,2741	—	1 762	1 764	1 763
I _{a2}	—	1,3018	1,2859	1,2997	—	1 804	1 785	1 797
J	1,2983	1,3044	1,3026	1,3060	1 815	1 808	1 809	1 807
J ₂	—	—	1,3083	1,3104	—	—	1 816	1 815
J _a	1,3076	1,3143	1,3126	1,3161	1 828	1 821	1 822	1 820
J _{a2}	1,3233	1,3293	1,3280	1,3306	1 850	1 842	1 843	1 841
J _b	1,3841	1,3921	1,3920	1,3922	1 935	1 929	1 932	1 930
J _{b2}	1,4163	1,4125	1,4250	1,4081	1 980	1 980	1 978	1 979

om	Energie (en ekv)				Intensité photographique			Origine
	Sze	Ellis	Surugue	Arnoult	Ellis	Surugue	Arnoult	
...	25,30	24,73	24,49	24,48	(100)	3,0	6,0	C → C''
...	25,39	24,95	24,65	24,85	—	0,1	0,25	C'' → D
...	25,92	25,27	25,14	25,12	(10)	0,3	0,6	C → C''
...	27,87	27,31	27,16	27,16	(2)	0,05	0,1	C → C''
...	36,86	36,19	36,13	36,11	(40)	2,0	4,1	C → C''
...	37,08	36,50	36,41	36,42	(1)	0,05	0,1	C → C''
...	39,73	39,01	39,01	38,94	(15)	0,5	1,0	C → C''
...	40,37	39,75	39,69	39,81	(3)	0,1	0,2	C → C''
...	58,65	56,93	57,30	56,57	0,3	0,3	0,6	B → C
...	59,40	57,65	58,09	57,35	0,5	0,7	1,2	B → C
...	—	58,92	59,45	58,80	0,15	0,1	0,15	C → C''
...	61,73	59,94	60,25	59,73	0,4	0,3	0,45	B → C
...	62,37	60,61	61,01	60,54	0,7	0,7	1,0	B → C
...	64,87	62,89	63,15	62,97	0,4	0,4	0,4	B → C
...	71,47	69,46	69,74	69,10	0,2	0,15	0,25	B → C
...	71,60	70,23	69,92	69,24	0,2	0,1	0,2	B → C
...	—	71,01	70,96	70,38	0,15	0,1	0,1	B → C
...	74,25	72,85	72,81	72,25	0,3	0,2	0,4	B → C
...	79,48	73,46	73,70	72,54	0,2	0,15	0,1	B → C
...	—	75,87	76,07	75,17	0,05	0,05	0,05	B → C
...	—	76,74	77,24	76,49	0,05	0,05	0,15	C → C''
...	88,05	85,66	86,10	84,64	0,25	0,3	0,8	B → C
...	91,20	—	96,70	90,75	—	0,05	0,1	—
...	100,7	98,30	98,90	97,32	1,5	1,7	1,3	B → C
...	101,3	98,92	99,44	97,97	0,15	0,1	0,1	B → C
...	106,3	—	109,0	104,4	—	0,05	0,1	C → C''
...	113,6	110,7	111,1	110,0	0,4	0,3	0,3	B → C
...	116,7	113,9	114,2	113,1	0,1	0,1	0,1	B → C
...	123,1	118,6	119,1	120,0	0,02	0,05	0,1	—
...	128,3	123,0	123,3	122,1	0,2	0,2	0,2	C'' → D
...	—	127,0	130,9	128,2	—	0,05	0,1	—
...	146,0	144,9	144,9	143,5	0,1	0,1	0,1	C'' → D
...	150,1	147,7	147,8	146,6	100	100	100	B → C
...	—	155,8	157,6	154,8	0,02	0,05	0,1	—
...	—	159,3	160,1	159,0	0,2	0,2	0,3	B → C
...	166,3	163,7	164,0	162,2	0,35	0,3	0,4	C'' → D
...	171,1	165,6	165,0	167,5	0,03	0,05	0,05	C'' → D
...	191,8	188,7	188,8	187,2	1,8	2,0	3,0	C'' → D
...	195,0	192,4	189,4	192,1	—	0,05	0,1	—
...	—	—	194,9	194,1	—	0,05	0,1	C'' → D
...	204,1	201,7	201,9	200,2	0,35	0,2	0,45	C → C''
...	211,6	208,9	209,7	207,5	3,3	3,0	2,9	B → C
...	214,4	213,1	213,4	210,3	—	0,05	0,2	C'' → D
...	—	—	217,0	215,8	—	0,05	0,1	C'' → D
...	224,4	221,7	221,8	220,7	12,5	11,0	11,0	B → C
...	224,7	222,3	224,4	221,3	0,8	0,7	1,0	B → C
...	—	224,0	224,6	223,5	0,04	0,05	0,2	B → C
...	—	233,2	229,0	231,1	—	0,05	0,1	—
...	236,8	234,0	234,2	233,0	3,1	3,0	2,4	B → C
...	—	—	235,9	234,3	—	0,05	0,1	C'' → D
...	239,2	236,9	237,2	236,1	0,9	0,9	0,6	B → C
...	245,0	241,5	241,9	240,6	0,08	0,07	0,1	C → C''
...	263,1	260,9	261,0	259,3	0,3	0,3	0,2	C'' → D
...	273,4	267,2	271,9	264,3	0,08	0,1	0,1	—

On peut donc penser que, dans tous les cas, l'erreur finale sur le rapport HR/HR_F reste, pour ces raies intenses, inférieure à 1 0/00. Soulignons, d'ailleurs, que la comparaison des résultats obtenus avec plusieurs séries de clichés confirme pleinement cette estimation. De leur côté, Surugue et Ellis arrivent à la même conclusion. Or, l'examen du tableau I montre, pour la plupart de ces raies (A, B, D, E, J), des écarts de 3 à 6 0/00.

Si l'on passe ensuite aux valeurs absolues des produits HR , une deuxième source de désaccord provient du choix de $(HR)_F$. Sze Shih-Yuan avait adopté la valeur publiée par Black : $(HR)_F = 1\,398$; nous avons vu que des mesures personnelles effectuées ensuite avaient conduit Ellis à prendre la valeur 1 385,8, Surugue : 1 388, et nous-même : 1 381.

Enfin, pour passer aux énergies (formule 4, p. 14) il est nécessaire de connaître la vitesse de la lumière et la valeur du rapport $\frac{e}{m_0}$. Les nombres adoptés pour la première sont toujours très voisins, mais il n'en est pas absolument de même pour la seconde : Surugue a employé $1,761 \cdot 10^7$ U. E. M., Ellis : $1,760 \cdot 10^7$ et nous-même : $1,759 \cdot 10^7$.

2. Énergie des niveaux. Valeur des constantes fondamentales. — Pour obtenir l'énergie du quantum il faut ajouter à celle du rayon β le travail d'extraction du niveau où se fait la conversion. Ce travail est connu par l'étude des spectres de rayons X (limites d'absorption et spectres de raies). Pour le thallium, le plomb et le bismuth ($Z = 81, 82, 83$) les limites d'absorption ont été étudiées par de Broglie⁽¹⁾, Siegbahn et Johnson⁽²⁾, Duane⁽³⁾, Bohr et Coster⁽⁴⁾, Sandström⁽⁵⁾ et les

⁽¹⁾ DE BROGLIE. *C. R.*, **162** (1916), 596.

⁽²⁾ SIEGBAHN et JOHNSON. *Phys. Zeits.*, **20** (1919), 251.

⁽³⁾ DUANE, FRICKE et SENDSTRÖM. *Nat. Acad. Sci. Proc.*, **6** (1920), 607.

⁽⁴⁾ BOHR et COSTER. *Zeits. für Physik*, **12** (1923), 342.

⁽⁵⁾ SANDSTRÖM. *Zeits. für Physik*, **65** (1930), 632.

raies $K\alpha_1$, $K\alpha_2$, $X\beta_{1,3}$, $K\beta_2$ par Réchou ⁽¹⁾ et Cork-Stephenson ⁽²⁾. Un travail d'ensemble très complet a récemment été publié par Ingelstam ⁽³⁾; ce sont ses résultats que nous avons utilisés.

On sait que si ν représente la fréquence de la limite d'absorption, sa racine carrée croît linéairement avec le nombre atomique (loi de Moseley). Afin d'avoir des coefficients indépendants des constantes fondamentales on porte généralement en ordonnées $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ (R : constante de Rydberg); pour cette raison et afin de faciliter les comparaisons et les interpolations, la plupart des auteurs, après avoir mesuré directement des longueurs d'ondes, publient les valeurs correspondantes de $\frac{\nu}{R}$. On en déduit ensuite les énergies par la relation :

$$V_{\text{ekv}} = \frac{h}{e} \cdot \frac{c^2}{\lambda_{\text{u.x.}}} = \left(c \cdot 10^{-11} \cdot \frac{h}{e} \right) R \left(\frac{\nu}{R} \right) \quad (15)$$

La constante de Rydberg est connue avec précision par de très nombreuses mesures spectroscopiques. Sa valeur asymptotique (pour des atomes infiniment lourds) est égale à $3,28964 \cdot 10^{15}$ sec.⁻¹. L'usage est d'ailleurs d'exprimer les fréquences non en sec.⁻¹, mais en nombre d'ondes par centimètre $\left(\nu = \frac{1}{\lambda} \right)$. On a alors :

$$R_{\infty} = 109\,737,35 \pm 0,06 \text{ cm.}^{-1}. \quad (16)$$

On peut l'exprimer, d'après la théorie de Bohr, en fonction des constantes fondamentales e , h , $\frac{e}{m_0}$.

On a :

$$R_{\infty} = R_H \left(1 + \frac{m}{M_H} \right) = R_{He} \left(1 + \frac{m}{M_{He}} \right) = \dots = -\frac{2\pi^2 e^5}{h^3 c^2 \left(\frac{e}{m_0} \right)} \quad (17)$$

⁽¹⁾ RECHOU. *C. R.*, **480** (1925), 1107.

⁽²⁾ CORK et STEPHENSON. *Phys. Rev.*, **27** (1926), 103.

⁽³⁾ INGELSTAM. *Nova Acta. Reg. Soc. Sc. Upsala*, **40** (1937), 1,

(e étant exprimé en U. E. S., $\frac{e}{m_0}$ en U. E. M., et R_H , R_{He} désignant la constante de Rydberg des atomes d'hydrogène et d'hélium).

Etant donné la grande précision atteinte pour la détermination de R_∞ , il est obligatoire, si l'on veut conserver sans modifications la théorie de Bohr, de n'adopter pour e , h et $\frac{e}{m_0}$ que des valeurs satisfaisant à la relation (17).

L'examen des résultats publiés pour la mesure de ces trois grandeurs montre que cette condition peut être difficilement remplie ⁽¹⁾.

La charge élémentaire e peut être mesurée directement par la méthode de la goutte d'huile (Millikan, Bäcklin-Flemberg, Ishida) ou par la diffraction des rayons X (Bäcklin, Bearden, Du Mond-Bollman) ou d'électrons (von Friesen).

Les valeurs s'échelonnent de $(4,793 \pm 0,015) \cdot 10^{-10}$ U. E. S. (Bäcklin) à $(4,818 \pm 0,011) \cdot 10^{-10}$ U. E. S. (Millikan).

La charge spécifique $\frac{e}{m_0}$ peut être mesurée aussi directement par différentes méthodes : accélération d'électrons et déviation par des champs (Perry-Chaffee, Kirchner, Dunnington, Shaw), effet Zeeman (Houston), comparaison des constantes de Rydberg de l'hydrogène et de l'hélium ionisé (Houston) ou de l'hydrogène et du deutérium (Shane-Spedding, Gibbs-Williams, Houston). Les valeurs s'échelonnent de $(1,7570 \pm 0,0007) \cdot 10^{-7}$ U. E. M. (effet Zeeman) à $(1,7610 \pm 0,0010) \cdot 10^{-7}$ U. E. M. (Perry-Chaffee).

Il n'existe aucune méthode de mesure directe de la constante de Planck ; on détermine expérimentalement la valeur de $\frac{h}{e}$ (effet photoélectrique : Millikan, Lukirsky-Prilezàev,

⁽¹⁾ Voir à ce sujet l'article d'ensemble de von Friesen (*Proc. Roy. Soc., A.*, **160** (1937), 424) et les discussions de Ladenburg (*Ann. der Phys.* [28], **5** (1937), 458) ; Birge (*Phys. Rev.*, **52** (1937), 241 et 886) ; J. Du Mond (*Phys. Rev.*, **52** (1937), 1251).

Olpin), de $\frac{h}{e^{4/3}}$ (diffraction de rayons X : Duane, Feder, Kirkpatrick-Ross, Schaitberger) ou de $\frac{h}{\left(\frac{e}{m_0}\right)^{3/4}}$ (diffraction d'électrons : von Friesen).

L'examen de la précision atteinte dans les différentes méthodes de mesure de e et $\frac{e}{m_0}$ nous a conduit à adopter :

$$e = (4,797 \pm 0,008) \cdot 10^{-10} \text{ U. E. S.}$$

et :

$$\frac{e}{m_0} = (1,7590 \pm 0,0010) \cdot 10^7 \text{ U. E. M.}$$

Ces valeurs sont compatibles avec l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus et, portées dans la relation (17), elles donnent pour $\frac{h}{e}$: $1,3783 \cdot 10^{-17}$ U. E. S., avec une erreur relative de 1,5 0/00 si l'on admet pour e et $\frac{e}{m_0}$ une erreur de 1,5 0/00 et 0,5 0/00. Bien que cette valeur soit légèrement plus grande que celles publiées par la plupart des expérimentateurs, il n'y a pas incompatibilité, dans les limites des erreurs expérimentales, et il paraît plus raisonnable de l'adopter que de chercher quelque convenable modification à la théorie de Bohr.

$$\text{On a alors } V_{\text{ekV}} = \frac{12\,386}{\lambda_{\text{U. X.}}} = 0,013592 \left(\frac{\nu}{R} \right).$$

En employant les valeurs des $\left(\frac{\nu}{R} \right)$ publiées par Ingelstam on obtient pour les niveaux K et L de $Z = 81,82$ et 83 les nombres donnés au tableau II, où nous avons également fait figurer les valeurs adoptées par Black et Sze Shih-Yuan (d'après les mesures de Bohr et Coster), Ellis et Surugue. On voit que la différence est surtout appréciable pour l'énergie des rayons β provenant d'une conversion dans un niveau K.

Il résulte de ce qui précède que l'erreur sur l'énergie des niveaux de conversion (exprimée en ekV) pouvant être de

TABLEAU II

*Valeurs adoptées par différents auteurs pour le travail d'extraction (en eKV)
des quatre premiers niveaux du thallium, du plomb et du bismuth.*

Niveau	Z = 81 (Tl)				Z = 82 (Pb)				Z = 83 (Bi)			
	Bohr-Coster (Black) (Sze)	Ellis	Surugue	Arnoult	Bohr-Coster (Black) (Sze)	Ellis	Surugue	Arnoult	Bohr-Coster (Black) (Sze)	Ellis	Surugue	Arnoult
K . . .	85,20	85,15	85,15	85,61	87,50	87,50	87,80	88,10	90,00	90,00	90,40	90,62
L _I . . .	15,30	15,30	15,29	15,34	15,80	15,82	15,80	15,88	16,40	16,34	16,32	16,43
L _{II} . . .	14,70	—	14,46	14,71	15,20	15,21	—	15,22	15,70	15,67	15,66	15,73
L _{III} . . .	12,60	—	12,62	12,67	13,00	13,01	—	13,05	13,40	13,38	13,40	13,43

l'ordre de 1,5 0/00 et celle sur l'énergie des groupes β intenses de 6 0/00, l'erreur sur la valeur absolue de l'énergie des quanta γ qui se sont convertis peut atteindre 8 0/00.

L'incertitude provenant du choix de $\frac{e}{m_0}$ et de $\frac{h}{e}$ n'affecte pas les valeurs relatives d'énergie des quanta obtenues par une même méthode (spectres β de conversion, par exemple) mais peut fausser la comparaison avec les énergies obtenues par quelque autre méthode : diffraction cristalline (où n'intervient pas $\frac{e}{m_0}$) ou structure fine des rayons α (où n'intervient pas $\frac{h}{e}$). Il résulte des discussions précédentes que c'est surtout la détermination de $(HR)_F$ qui reste la cause principale de désaccord.

CHAPITRE III

Rayons β émis dans la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$.

1. Attribution des rayonnements β observés aux différentes transformations du dépôt actif du thoron. — L'examen de la figure 1, p. 11, résumant l'évolution du dépôt actif, montre qu'à l'exception des désintégrations $\text{Th A} \xrightarrow{\alpha} \text{B}$ et $\text{Th C}' \xrightarrow{\alpha} \text{D}$ (ou $\text{Th C}'_{\text{exc.}} \xrightarrow{\alpha} \text{D}$) qui produisent des noyaux dans l'état fondamental ⁽¹⁾, toutes les autres donnent naissance à un pourcentage important de noyaux excités et revenant ensuite à l'état fondamental par émission de quanta γ .

Le spectre β de conversion donné par une source de dépôt actif en équilibre est donc formé de quatre spectres distincts.

On peut d'abord distinguer les rayonnements β correspondant aux quanta γ émis dans la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$ en comparant le spectre de conversion fourni par une source ⁽²⁾

⁽¹⁾ On n'observe pas de structure fine du rayonnement α dans ces deux cas.

⁽²⁾ Les sources employées étaient préparées de la façon suivante : on dissolvait dans une solution chlorhydrique (acide concentré + 2 volumes d'eau) le dépôt actif déposé sur une surface métallique placée, sous tension négative, dans une atmosphère de thoron ; après évaporation presque à sec, on reprenait par quelques gouttes de la même solution chlorhydrique qui était tiédie et dans laquelle on faisait tourner, pendant 5 à 10 minutes, un fil de nickel. On obtenait ainsi, avec un rendement de 15 à 20 o/o, pour une longueur de 1 cm., un dépôt pratiquement exempt de Th B (ce qui était vérifiable par la disparition presque complète, sur les clichés, de la raie F particulièrement intense avec les sources de dépôt actif à l'équilibre).

de Th ($C + C' + C''$) au spectre fourni par le dépôt actif à l'équilibre.

D'autre part, si un rayonnement γ est suffisamment intense on peut, en général, observer sa conversion dans plusieurs niveaux électroniques de l'atome où il a pris naissance. La probabilité de conversion est d'ailleurs, comme nous le verrons dans la quatrième partie, très différente suivant le niveau considéré et si l'on peut trouver des raies β , d'intensité convenablement décroissante et d'énergie $h\nu - W_K$, $h\nu - W_{L_I}...$, on peut conclure à l'existence d'un rayonnement γ d'énergie $h\nu$. Nous voyons au tableau II, p. 54, que les énergies W_{L_I} , $W_{L_{II}}...$ ne sont pas très différentes pour $Z = 81, 82$ ou 83 , mais il n'en est pas de même pour les énergies d'extraction des niveaux K et, en général, l'accord sur $h\nu$ n'est vraiment satisfaisant que pour une seule valeur de Z .

Enfin la mesure de l'énergie des différents groupes α de structure fine et des rayons de long parcours fournit des indications sur les niveaux énergétiques nucléaires de Th C' et Th C' (¹) et permet de prévoir l'énergie de quanta se convertissant dans les niveaux électroniques d'éléments de nombre atomique 81 et 84. Ceci permet de fixer l'origine de quelques raies correspondant à des rayonnements γ de faible intensité et pour lesquels la conversion dans le niveau K est seule observable.

2. Rayonnements γ . — Les rayonnements γ que nous avons attribués à la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$ sont indiqués dans le tableau III, p. 58, où nous avons également fait figurer les raies β correspondant à la conversion dans les différents

(¹) Cf. p. 133.

TABLEAU III

*Rayonnements γ associés à la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$
et groupes β de conversion correspondants.*

Rayonnement γ	Raie β	Energie du quantum	Intensité électronique (relative)	Rayonnement γ	Raie β	Energie du quantum	Intensité électronique (relative)
γ_{B_d}	Ba	73,0 (L_I)	0,72	γ_{D_f}	Df	163,2 (K)	0,07
	C	73,1 (L_{II})	1,39		F	163,1 (L_I)	(76,9)
	Ca	73,2 (L_{III})	(0,49)		Fa	163,0 (M_I)	((0,26))
	D _b	73,1 (M_I)	0,20	γ_{D_g}	Dg	175,3 (K)	0,49
	D _c	72,9 (M_{II})	0,16		Fa	175,4 (L_I)	((0,26))
	D _d	73,1 (M_{III})	0,30				
	D _e	72,9 (N)	(0,29)				
γ_{C_a}	Ca	76,2 (L_I)	(0,49)	γ_F	F	237,2 (K)	(76,9) ⁽¹⁾
	D	76,3 (L_{II})	1,04		I	237,1 (L_I)	10,6
	Da	76,4 (L_{III})	0,38		Ia	237,0 (L_{II})	0,94
	D _c	76,2 (M_I)	(0,29)		Ia ₁	236,9 (L_{III})	0,18
	Df ₁	76,1 (N)	0,03		J	237,0 (M_I)	(2,29)
					Ja	237,0 (N)	(0,57)
γ_E	E	113,7 (L_I)	0,75	γ_{Fa}	Fa	249,6 (K)	((0,26))
	Ea	113,7 (L_{II})	0,05		J	249,5 (L_I)	(2,29)
	E _b	113,9 (M_I)	0,18		Ja	249,5 (L_{III})	(0,57)
	E _{b₁}	114,0 (N)	0,07				
				γ_H	H	298,1 (K)	2,64

⁽¹⁾ Cf. page 59.

niveaux avec leur intensité *électronique* (relative) ⁽¹⁾. L'intensité *photographique* de la raie étalon ayant été prise arbitrairement égale à 100, en employant la courbe d'activité photographique de la figure 7, son intensité *électronique* devient égale à 76,9.

Suivant l'usage chaque rayonnement γ est désigné par le nom de la raie β correspondant à sa conversion dans le niveau K (ou, à son défaut, dans le niveau L).

Les raies correspondant aux conversions L_I et M_I de γ_H ont été observées par Ellis et Surugue, mais ont une énergie trop grande pour être visibles dans notre appareil.

On remarquera que chacune des raies, F, F_a , J et J_a provient de la conversion de plusieurs rayonnements γ . Les différences d'énergie de ces quanta sont donc les mêmes que celles des niveaux électroniques de l'atome correspondant :

$$W(\gamma_{F_a}) - W(\gamma_{D_G}) = W_K - W_{L_I};$$

$$W(\gamma_{F_a}) - W(\gamma_{D_F}) = W_K - W_{M_I};$$

$$W(\gamma_{F_a}) - W(\gamma_F) = W_{L_I} - W_{M_I}.$$

3. Rayonnements électromagnétiques associés aux raies de faible énergie. — L'analogie de la région spectrale $B_a - D_f$ avec la partie correspondante du spectre émis dans la désintégration $Ra \xrightarrow[\gamma]{\beta} C$ conduit à penser que la plupart des raies de cette région sont dues à la réorganisation électronique de l'atome formé ($Z = 83$) dont un électron du niveau K a été enlevé par conversion d'un rayonnement γ .

Au lieu d'admettre l'émission d'un rayonnement X ($K\alpha_1$ ou $K\alpha_2$) et sa conversion dans l'atome même (c'est-à-dire dans un domaine beaucoup plus petit que sa longueur

(1) Les intensités entre parenthèses sont celles de raies provenant de la conversion de plusieurs rayonnements γ ; on ne peut alors comparer entre elles les intensités qu'après avoir effectué la répartition entre les différentes origines (cf. p. 124).

résultats analogues à ceux du tableau III, avec un accord satisfaisant pour l'énergie d'un même quantum correspondant à plusieurs raies de conversion.

Nous avons fait figurer, à la dernière ligne du tableau IV, la valeur de la différence d'énergie des deux rayonnements. Dans le cas de l'émission X, $W(K\alpha_1) - W(K\alpha_2)$ représente la différence d'énergie des niveaux L_{II} et L_{I-II} de l'atome considéré. On peut remarquer que cette différence est toujours égale à 2,3 ekV dans le cas d'étude directe du rayonnement électromagnétique et toujours nettement plus grande par la méthode des spectres corpusculaires.

CHAPITRE IV

Rayonnements β émis dans les autres transformations.

1. Transformation $\text{Th } C \xrightarrow[\gamma]{\alpha} C''$. — Nous verrons dans la quatrième partie que l'étude de la structure fine du rayonnement α correspondant à cette transformation permet de prévoir l'existence d'un certain nombre de niveaux énergétiques nucléaires de $\text{Th } C''$. C'est pourquoi figurent dans le tableau V les rayonnements γ_{c_2} , $\gamma_{D_{f_2}}$ et γ_{a_2} dont seule la conversion dans le niveau K a été observée mais que l'on peut associer à différentes transitions entre ces niveaux.

La conversion dans le niveau K du rayonnement de 120 ekV donne naissance à une raie B_{b_1} de très faible intensité et difficile à observer parce qu'au voisinage immédiat d'une raie (B_b) beaucoup plus intense. Néanmoins l'observation de la raie de conversion L_I et le fait que ce rayonnement γ correspond à une transition nucléaire prévue ne permet pas de douter de son existence.

La raie de conversion L_I de γ_{G_a} , observée par Ellis et Surugue ⁽¹⁾, a une trop grande énergie pour être visible dans

(1) Surugue, n'ayant pas observé la raie $HR = 1941$ (J_{b_1} de Ellis), désigne par J_{b_1} la raie $HR = 1978$ qu'il considère comme correspondant à la conversion L_I de γ_{G_a} (elle figure dans le tableau I sous le nom de J_{b_2}). Les mesures de son énergie faites par Ellis et nous-même ne permettent pas d'accepter cette interprétation; Ellis l'appliquait à la raie suivante (J_{b_3}), non observable dans notre appareil et attribuée par Surugue à la conversion M_I du rayonnement γ_G dans la transformation $\text{Th } C'' \xrightarrow[\gamma]{\beta} D$. L'origine de la raie J_{b_2} reste indéterminée.

résultats analogues à ceux du tableau III, avec un accord satisfaisant pour l'énergie d'un même quantum correspondant à plusieurs raies de conversion.

Nous avons fait figurer, à la dernière ligne du tableau IV, la valeur de la différence d'énergie des deux rayonnements. Dans le cas de l'émission X, $W(K\alpha_1) - W(K\alpha_2)$ représente la différence d'énergie des niveaux L_{II} et L_{III} de l'atome considéré. On peut remarquer que cette différence est toujours égale à 2,3 ekV dans le cas d'étude directe du rayonnement électromagnétique et toujours nettement plus grande par la méthode des spectres corpusculaires.

CHAPITRE IV

Rayonnements β émis dans les autres transformations.

1. Transformation $\text{Th C} \xrightarrow[\gamma]{\alpha} \text{C}''$. — Nous verrons dans la quatrième partie que l'étude de la structure fine du rayonnement α correspondant à cette transformation permet de prévoir l'existence d'un certain nombre de niveaux énergétiques nucléaires de $\text{Th C}''$. C'est pourquoi figurent dans le tableau V les rayonnements γ_{c_2} , $\gamma_{o_{f_2}}$ et γ_{a_2} dont seule la conversion dans le niveau K a été observée mais que l'on peut associer à différentes transitions entre ces niveaux.

La conversion dans le niveau K du rayonnement de 120 ekV donne naissance à une raie B_{b_1} de très faible intensité et difficile à observer parce qu'au voisinage immédiat d'une raie (B_b) beaucoup plus intense. Néanmoins l'observation de la raie de conversion L_I et le fait que ce rayonnement γ correspond à une transition nucléaire prévue ne permet pas de douter de son existence.

La raie de conversion L_I de γ_{c_a} , observée par Ellis et Surugue ⁽¹⁾, a une trop grande énergie pour être visible dans

(1) Surugue, n'ayant pas observé la raie $\text{HR} = 1\,941$ (J_{b_1} de Ellis), désigne par J_{b_1} la raie $\text{HR} = 1\,978$ qu'il considère comme correspondant à la conversion L_I de γ_{c_a} (elle figure dans le tableau I sous le nom de J_{b_3}). Les mesures de son énergie faites par Ellis et nous-même ne permettent pas d'accepter cette interprétation; Ellis l'appliquait à la raie suivante (J_{b_3}), non observable dans notre appareil et attribuée par Surugue à la conversion M_I du rayonnement γ_G dans la transformation $\text{Th C}'' \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{D}$. L'origine de la raie J_{b_3} reste indéterminée.

TABLEAU V

Rayonnements γ associés à la transformation $\text{Th } C \xrightarrow[\gamma]{\alpha} C''$
et groupes β de conversion correspondants.

Rayonnement γ	Raie β	Energie du quantum	Intensité électronique (relative) ⁽¹⁾	Rayonnement γ	Raie β	Energie du quantum	Intensité électronique (relative) ⁽¹⁾
γ_A	A	39,82 (L_I)	30,8	$[\gamma_{C_2}]$	$[C_2]$	144,4 (K)	[0,16]
	Aa	39,83 (L_{II})	2,85				
	Ab	39,83 (L_{III})	0,43	$\gamma_{\Gamma f_2}$	Df_2	162,1 (K)	0,11
	B	39,80 (M_I)	10,2	γ_{Ga}	Ga	285,8 (K)	0,40
	Ba	39,82 (M_{II})	0,26	γ_{Ja_2}	Ja_2	326,2 (K)	0,09
	Bb	39,83 (N_I)	2,50				
	Bc	39,89 (O)	0,47				
γ_{Bb_1}	(Bb ₁)	— (K)	—				
	Ea ₁	119,7 (L_I)	0,05				

(¹) En prenant $I_F = 76,9$ (cf. page 59).

notre appareil; il en est de même des raies J_{c_4} , J_{c_5} , J_{c_6} , J_{c_8} et M_{a_1} observées par ces auteurs et correspondant à des rayonnements γ prévus d'après le système de niveaux nucléaires adopté (¹).

2. Transformation $\text{Th } C'' \xrightarrow[\gamma]{\beta} D$. — Pour être certain que plusieurs rayonnements électromagnétiques observés dans le

(¹) Cf. p. 142.

spectre du dépôt actif en équilibre doivent être attribués à cette transformation et non à la précédente, Ellis (1) a préparé des clichés en utilisant une source de Th C'' seul.

TABLEAU VI

*Rayonnements γ associés à la transformation $\text{Th C}'' \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{D}$
et groupes β de conversion correspondants.*

Rayonnement γ	Raie β	Energie du quantum	Intensité électronique relative (1)	Rayonnement γ	Raie β	Energie du quantum	Intensité électronique (relative) (1)
γ_{A_1}	A ₁	40,73 (L _I)	1,19	γ_{F_b}	F _b	250,3 (K)	0,33
$[\gamma_{C'_2}]$	[C ₂]	74,0 (L _{II})	[0,16]		J ₂	250,2 (L _I)	0,09
γ_{E_c}	E _c	210,2 (K)	0,13	$\gamma_{F_{b1}}$	F _{b1}	255,6 (K)	0,04
	G ₂	210,0 (L _I)	0,08	γ_G	G	275,3 (K)	2,64
γ_{E_d}	E _d	231,6 (K)	0,08		J _b	275,2 (L _I)	0,20
	H ₂	231,7 (L _I)	0,08	γ_{H_1}	H ₁	298,4 (K)	0,18
(1) En prenant $I_F = 76,9$ (cf. page 59).							

Sur un support servant de radiateur les atomes de Th C'' étaient déposés, par recul, lors de la désintégration d'atomes de Th C appartenant à une source de dépôt actif située à quelques millimètres du support. La période de Th C'' n'étant que de 3,1 minutes, l'opération s'effectuait dans l'appareil à focalisation lui-même. La comparaison des

(1) ELLIS. *Proc. Roy. Soc., A*, 436 (1932), 396.

intensités photographiques relatives des différentes raies étudiées permettait de déterminer leur origine. C'est ainsi que les raies F_b , G et J_b appartiennent sans doute possible à cette transformation alors que les raies A et G_a , par exemple, doivent être attribuées à la précédente ⁽¹⁾.

3. Transformations $\text{Th } C \xrightarrow[\gamma]{\beta} C'$ et $\text{Th } C' \xrightarrow{\alpha} D$. — La première transformation donne naissance à un corps de période extrêmement courte. Si le noyau a été laissé dans un état excité, il peut se désintégrer, en émettant un rayon α , avant d'être revenu à l'état fondamental.

La mesure de l'excès d'énergie des rayons de long parcours ainsi émis permet de déterminer les niveaux nucléaires de $\text{Th } C'$ et de prévoir l'énergie du quantum émis dans le cas d'un retour à l'état fondamental.

Toutes les raies β de conversion que l'on peut associer à ces rayonnements ont une énergie beaucoup trop élevée pour pouvoir être observées dans notre appareil ⁽²⁾.

Le rayonnement α émis dans la transformation $\text{Th } C' \xrightarrow{\alpha} D$ ne présentant pas de structure fine on doit penser que le noyau de $\text{Th } D$ est toujours formé dans l'état fondamental ; aucun rayonnement γ ne doit donc être associé à cette transformation.

4. Raies non interprétées. — L'origine des raies D_{II} , F_{b_2} , E_{c_1} , F_1 , G_1 , I_{a_2} et J_{b_2} n'a pu être déterminée.

Surugue associe les deux premières à la transformation

⁽¹⁾ Dans un travail analogue, effectué à la même époque, Meitner et Philipps (*Naturwiss.*, **19** (1931), 1007 ; *Zeits. für Phys.*, **80**, (1933), 277) ont étudié aussi la raie A_1 très voisine de A (leur énergie diffère de 0,370 ekV.), qui doit être associée à la transformation $\text{Th } C'' \xrightarrow[\gamma]{\beta} D$.

⁽²⁾ Cf. p. 149.

Th B $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C, mais le système de niveaux que nous avons adopté pour le noyau de Th C ne nous permet pas de retrouver les rayonnements γ correspondants. On peut signaler que H_{θ_2} et G_4 paraissent dus à la conversion dans les niveaux K et L_1 d'un même rayonnement γ si cette conversion se produit dans la transformation Th C'' $\xrightarrow{\beta}$ D; mais, là encore, ce rayonnement ne correspond à aucune transition prévue d'après le système de niveaux nucléaires adopté.

Ellis interprétait la raie I_{a_2} comme due à la conversion dans le niveau L_1 du rayonnement γ_{F_a} produit dans la transformation Th B $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C.

D'après nos mesures, cette conversion doit donner naissance à la raie J. Cette raie est également produite, dans la même transformation, par la conversion M_1 de γ_F . Cette double origine ne suffit d'ailleurs pas à expliquer sa grande intensité.

TROISIÈME PARTIE

SPECTRES CONTINUS β

CHAPITRE PREMIER

Emploi des compteurs Geiger-Müller.

1. Cylindre de Faraday et compteur Geiger-Müller. — Nous avons vu que la plaque photographique convient particulièrement bien à l'étude des raies peu intenses et permet d'obtenir un bon pouvoir séparateur, mais que sa sensibilité dépend grandement de l'énergie des particules incidentes et que toute mesure d'intensité nécessite un étalonnage préalable à l'aide d'un cylindre de Faraday ou d'un compteur Geiger-Müller.

Ce dernier possédant obligatoirement une fenêtre d'entrée, n'a d'ailleurs pas lui-même un rendement indépendant de l'énergie des particules, mais nous verrons que si celle-ci n'est pas trop faible il est possible d'étudier quantitativement la diffusion et l'absorption dans la fenêtre.

En outre l'ensemble compteur-amplificateur-totalisateur possédant un temps mort (temps minimum au-dessous duquel deux particules distinctes ne sont pas comptées séparément), on doit effectuer sur tous les résultats obtenus une correction statistique. Par contre le compteur possède sur le cylindre de Faraday l'avantage d'une sensibilité beaucoup plus grande (puisque en principe toute particule traversant le « volume utile » du compteur provoque une décharge), ce

qui permet, en utilisant une fenêtre très étroite, d'obtenir un pouvoir séparateur bien plus élevé (¹).

On sait, d'autre part, qu'il est difficile de protéger complètement le cylindre ou le compteur du rayonnement diffusé sur les parois de l'appareil à focalisation. A ce point de vue le compteur possède le très grand avantage de pouvoir être utilisé suivant la méthode dite « des coïncidences » : deux compteurs sont placés l'un derrière l'autre sur le trajet des particules ionisantes et seules sont transmises au totalisateur les impulsions correspondant au passage, dans les deux compteurs, d'une même particule.

2. Chambre à focalisation. Diaphragmes. — On utilisait les compteurs dans le grand appareil à focalisation (fig. 12)

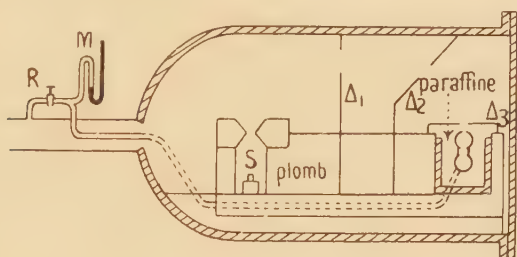


Fig 8.

placé dans la chambre cylindrique en maximum (fig. 8). Les grandes dimensions de l'appareil (le rayon de courbure moyen des trajectoires était de 13 cm. 56), le faible poids

(¹) Dans l'appareil utilisé par Gurney (*Proc. Roy. Soc., A*, 109 (1925), 540; 112 (1926), 380) pour l'étude des rayonnements β émis par les dépôts actifs du radon et du thoron, le cylindre de Faraday avait une capacité de 98 cm³ et, en employant un électromètre Compton (sensibilité : 3 000 divisions par volt), il obtenait un courant de 1 division/minute pour 3800 électrons dans un angle solide moyen de 0,048 stéradians (fenêtre : 0 cm. 422, rayon de courbure des trajectoires : 3 cm.).

atomique de la substance employée et la grande épaisseur de plomb (22 cm.) entre la source et les compteurs rendaient très faible l'action directe du rayonnement γ .

Pour éviter l'entrée dans le premier compteur d'électrons ayant subi plusieurs réflexions sur les parois ou de photo-électrons dus au rayonnement γ de la source, trois diaphragmes (Δ_1 , Δ_2 , Δ_3) étaient disposés sur le trajet du faisceau. Leur dimension et leur position étaient calculées de façon à rendre impossible l'entrée dans le premier compteur de rayons β n'ayant subi qu'un petit nombre de réflexions.

Des courbes d'absorption dans l'aluminium étaient faites, avec des électrons de la raie F, en utilisant le premier compteur seul et 0, 1, 2 ou 3 diaphragmes. Leur forme se modifiait progressivement. Dans les deux premiers cas, il était impossible de considérer un « parcours effectif », et, quand on augmentait l'épaisseur d'aluminium, tout se passait comme si le faisceau n'était pas monocinétique et, comprenait une certaine fraction d'électrons de plus grande énergie. Quand on ajoutait les diaphragmes, cette fraction diminuait et, avec le dispositif finalement adopté, on retrouvait l'allure générale des courbes d'absorption obtenues par différents auteurs ⁽¹⁾.

3. Compteurs. — On sait qu'un compteur de Geiger et Müller est constitué essentiellement de deux électrodes métalliques (un tube et un fil coaxiaux) entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel V (fil = anode) à travers une grande résistance R . V est voisin du potentiel disruptif correspondant à la pression du gaz remplissant le compteur (quelques centimètres de Hg) et l'entrée dans le tube d'un rayon ionisant amorce une décharge qui s'arrête d'elle-même après un certain temps. La variation de la ten-

⁽¹⁾ VARDER. *Phil. Mag.*, **29** (1915), 725 ; MADGWICK. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **23** (1927), 970 ; SCHONLAND. *Proc. Roy. Soc., A*, **104** (1923), 235 et **108** (1925), 187.

sion E aux bornes de R , produite par le courant pendant la décharge, est convenablement amplifiée et indique le passage du rayon.

Si l'on augmente V progressivement, on constate que le compteur commence à fonctionner pour une certaine valeur V_s (tension-seuil); la fréquence des décharges augmente d'abord puis reste sensiblement constante de V_0 à V_1 avant de croître ensuite très rapidement. Le « palier » $V_1 - V_0$ dépend principalement de la pression et de la nature du gaz remplissant le compteur, ainsi que de la valeur de R ⁽¹⁾.

Les compteurs (fig. 9) que nous avons employés pour les mesures en coïncidences étaient des cylindres en laiton ⁽²⁾, fermés par des bouchons d'ambre et reliés entre eux par un manchon en laiton. Les deux compteurs étant géométriquement identiques et remplis d'air à la même pression, leurs paliers avaient, en général, une partie commune; ceci permettait, en mettant les parois au sol par l'intermédiaire de la chambre à focalisation et en portant les fils, à travers la résistance R , au potentiel positif V , de n'avoir que deux conducteurs sortant de la chambre ⁽³⁾.

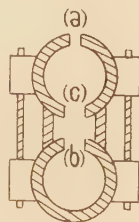


Fig. 9.

Les condensateurs de liaison avec l'amplificateur sont alors portés eux-mêmes au potentiel V (de l'ordre de 1200 volts) et doivent être soigneusement isolés. Chacun d'eux était un condensateur cylindrique à diélectrique de quartz ($C \approx 30 \mu\mu F$), noyé dans de la paraffine.

(1) L'emploi d'un mélange d'hydrogène et de néon, par exemple, permet d'obtenir, pour une pression d'une dizaine de centimètres Hg, des paliers de plusieurs centaines de volts.

(2) Longueur : 4 cm. 5, diamètre intérieur : 1 cm. 2, épaisseur : 0 cm. 1.

(3) Quand ce point de vue n'intervient pas on met généralement les fils au sol, à travers R , et les parois au potentiel $-V$.

Les résistances de fuite R (de l'ordre de 2 à $3 \cdot 10^9$ ohms ⁽¹⁾) étaient réalisées avec un mélange alcool-xylène (85 o/o d'alcool).

La fenêtre (a) du premier compteur (5 mm., 0 mm. 5) était fermée par une feuille très mince (environ 1μ 2) d'acétate de cellulose et la fenêtre (b) du deuxième par une feuille de 5μ d'aluminium. Une étude préliminaire nous avait montré que l'absence de métal en (c), dans le premier compteur, n'amenait pas de perturbation dans son fonctionnement.

La feuille en (a) étant très mince (ce qui est indispensable pour l'étude des régions spectrales de faible énergie) n'aurait pu résister à une pression de plusieurs dizaines de cm. Hg. Une dérivation sur la canalisation permettait de vider les compteurs en même temps que la chambre. A l'aide du robinet R (fig. 8) on les isolait quand la pression (mesurée au manomètre M) était de 8 cm. Hg ⁽²⁾. On continuait à vider la chambre jusqu'à une pression de l'ordre de quelques millièmes de mm. Hg. De cette façon la feuille d'acétate ne supportait jamais une différence de pression supérieure à 8 cm. Hg. La position du palier d'un compteur dépendant grandement de la pression ⁽³⁾, une lunette munie d'un réticule servait à lire les indications du manomètre M et permettait de retrouver la position du palier avec des variations de tension inférieures à 1 o/o. Les paliers obtenus dans ces conditions ne dépassaient pas 12 à 15 volts.

(¹) Une étude plus détaillée du fonctionnement des compteurs montre que la longueur du palier est sensiblement proportionnelle à R ; l'avantage d'accroître cette résistance n'est limité que par l'augmentation de la durée de la décharge, qui se manifeste aux dépens du pouvoir de résolution du compteur.

(²) Une étude préliminaire avait permis de vérifier que le rendement des compteurs restait constant jusqu'à une pression de 7 cm. Hg.

(³) Pour les compteurs utilisés, le potentiel moyen du palier augmentait d'une dizaine de volts par mm. Hg.

4. Amplificateur. Totalisateur. — L'amplificateur réalisé est représenté schématiquement figure 10. Les impulsions sont transmises, à travers la capacité de $30 \mu\mu\text{F}$, à la grille d'une première lampe amplificatrice. Nous avons choisi une penthode à grande pente (AF7 Philips) de façon à obtenir, même pour de faibles impulsions initiales, une variation importante du potentiel-grille de la deuxième lampe. A la sortie du second étage toutes les impulsions sont devenues égales et viennent agir sur la troisième lampe de l'amplificateur. Les variations du courant-plaque de celle-ci produisent des impulsions positives sur la grille de la lampe « sélectrice » L_4 (AC2 Philips); le potentiel de cette grille est fortement négatif de telle sorte qu'une impulsion venant de l'un ou de l'autre des compteurs ne suffit pas pour faire naître un courant-plaque; par contre, l'arrivée de deux impulsions « en coïncidence » amène le courant-plaque à saturation et provoque, par l'intermédiaire du transformateur de liaison T_2 , une décharge dans le thyatron L_5 . Le circuit-plaque de ce thyatron contient un totalisateur (compteur téléphonique Siemens) qui rompt mécaniquement le circuit. L'appareil est alors prêt à fonctionner de nouveau.

Le temps mort du compteur et du thyatron, ainsi que les constantes de temps de chaque étage de l'amplificateur, étant négligeables devant le temps mort τ_i du totalisateur, le régime de dénombrement des particules est pratiquement déterminé par le cycle mécanique de ce totalisateur.

On mesurait τ_i en approchant une source jusqu'à ce qu'on obtienne 600 coups/min., mais le réglage était alors trop délicat pour qu'on puisse être certain de sa fidélité pendant plusieurs heures de fonctionnement. Le réglage adopté permettait d'obtenir une vitesse maximum de 450 coups/min.

Deux particules ne seront comptées séparément que si l'intervalle de temps entre leurs arrivées est plus grand que τ_i . Soit N le nombre de particules entrant, par seconde, dans le premier compteur. Si la répartition dans le temps obéit à

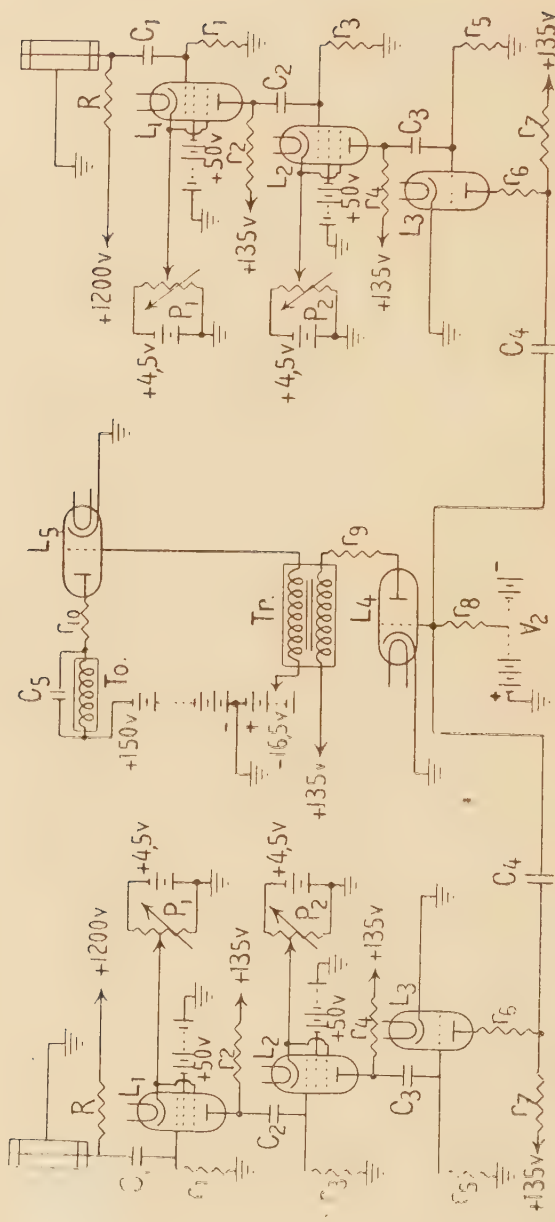


Fig. 10.

L_1, L_2 , AF7 Philips.
 L_3, L_4 , AC2 Philips.
 L_5 , GT1 Osram (Thyratron).
 $Tr.$, Transformateur 1/1.
 T_0 , Totalisateur Siemens.
 P_1, P_2 , Potentiomètres 10 000 ohms.
 R , 2 000 M Ω ; r_1 , 1 M Ω .
 r_2, r_4 , 10 M Ω ; $r_3, 0,4$ M Ω .

r_5 , 0,35 M Ω ; r_6 , 0,2 M Ω .
 r_7 , 0,3 M Ω ; r_8 , 0,5 M Ω .
 r_9 , 5 000 Ω ; r_{10} , 3 000 Ω .
 C_1 , 30 μ F; C_2, C_3 , 500 μ F.
 C_4 , 200 μ F; C_5 , 2 μ F.
 V_2 , — 19,5 v. ou — 39 v. suivant que les mesures se font avec un seul compteur ou en coïncidences.

une loi de hasard, le nombre d'impulsions enregistrées sera $N' = Ne^{-N\tau_t}$.

Si N augmente, N' croît jusqu'à un maximum déterminé par la condition :

$$N'_{\max.} = \frac{1}{e\tau_t} . \quad (18)$$

L'expression (18) fournit la valeur de τ_t : pratiquement on étudie la variation de $N'/N'_{\max.}$ en fonction du rendement $\left(\rho = \frac{N'}{N}\right)$ de l'appareil.

On a :

$$N' = Ne^{-\frac{N}{N'} \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{N'}{N'_{\max.}}}$$

d'où :

$$\frac{N'}{N'_{\max.}} = \frac{e}{\log_{10} e} \cdot \rho (-\log_{10} \rho). \quad (19)$$

On trace la courbe $\rho = f\left(\frac{N'}{N'_{\max.}}\right)$ qui permet ensuite de déduire N du nombre lu au totalisateur $\left(N = \frac{N'}{e}\right)$.

Dans notre appareil : $N'_{\max.} = 450$ coups/minute, $\tau_t \simeq 4 \cdot 10^{-3}$ sec. ; la correction à effectuer est alors de 13 o/o pour $N' = 150$ et de 6 o/o pour $N' = 70$ coups/minute.

5. Etude de l'absorption et de la diffusion dans l'acétate de cellulose. — A. *Ecrans*. — Les écrans absorbants employés et la fenêtre du premier compteur étaient obtenus suivant la technique décrite par Harris et Johnson (1). On préparait une solution d'acétate de cellulose dans l'acétate d'éthyle ou de méthyle, et on l'additionnait d'une résine synthétique (glyptal) destinée à augmenter la résistance mécanique du film.

(1) HARRIS et JOHNSON. *Rev. of Sci. Inst.*, 4 (1933), 474.

Après différents essais, la solution employée était composée de :

Acétate de cellulose	4 g.
Glyptal	4 g.
Acétate d'éthyle	100 cm ³ .

Pour des films d'épaisseur inférieure à 10^{-3} mm. on peut aussi employer comme solvant l'oxyde de mésityle, mais nous ne sommes pas parvenu à leur donner une résistance mécanique suffisante pour supporter longtemps une différence de pression de quelques cm. Hg.

Quelques gouttes de solution de concentration convenable étaient versées sur de l'eau distillée contenue dans un petit cristalliseur (diamètre : 3 cm. 5). Une couronne d'aluminium souple (épaisseur 50 μ), fixée à un support à crémaillère, était placée à la surface de séparation de la solution et de l'eau. Quand l'évaporation était terminée, on remontait très lentement le cadre, en prenant des précautions pour éviter l'action de la tension superficielle. On obtenait ainsi, sur le cadre, un film circulaire que l'on appliquait sur la fenêtre du compteur après avoir très soigneusement nettoyé la surface au voisinage. La différence de pression à laquelle est soumise cette feuille étant faible, on est parvenu plusieurs fois à obtenir, sans addition de picéine sur les bords, une étanchéité très suffisante pendant la durée d'une série de mesures. On préparait de la même façon les films servant d'écrans pour les mesures d'absorption.

L'épaisseur était déterminée en mesurant la surface du film (surface du cristalliseur) produit par une quantité connue (calibrage du compte-gouttes) d'acétate de cellulose et de glyptal ⁽¹⁾. On pouvait faire varier cette épaisseur en modifiant la concentration de la solution ou la quantité étendue

(¹) On admettait que la densité, en couche mince, est la même qu'à l'état massif.

sur l'eau. Nous avons ainsi préparé 1 écran de 1μ 2, 2 de 2μ 0 et 1 de 9μ 3. Un écran de 20μ préparé avec la cellophane du commerce a également été employé.

B. *Absorption.* — On déterminait d'abord le nombre de décharges spontanées (« fond continu » des compteurs) en l'absence de source. Pour des compteurs récemment préparés, il était de l'ordre de 25 à 30 coups/min., mais atteignait, en quelques semaines, une valeur sensiblement double (1). On répétait la même mesure, la source étant en place. Le fond continu devenait un peu plus grand pour le premier compteur que pour le second; il restait de l'ordre de 60 coups/min. En coïncidences, il était d'environ 0,5 coup/min.

On pouvait déduire de ces résultats le temps de résolution τ de l'appareil fonctionnant en coïncidences : $\tau = \frac{n'}{2N_1N_2}$ (20) (n' , N_1 et N_2 désignant respectivement le nombre de décharges, pendant l'unité de temps, en coïncidences et dans chacun des compteurs); τ était de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ sec.

On vérifiait, à l'aide d'une source auxiliaire extérieure de rayons γ , que le fonctionnement des compteurs (en simple et en coïncidences) n'était pas modifié par le champ magnétique.

Les mesures d'absorption étaient faites en utilisant le premier compteur seul. Pour une épaisseur d'écrans déterminée, on faisait la mesure avec différentes valeurs du champ correspondant à des raies bien connues du spectre. Après avoir rétabli lentement la pression dans la chambre et les compteurs, on ouvrait l'appareil et on changeait d'écrans.

(1) Le plus grand nombre de ces décharges spontanées sont dues à des causes extérieures (rayons cosmiques, contamination radioactive du laboratoire); quelques-unes sont des décharges « personnelles » du compteur, provoquées par des poussières, des traces de graisse ou de vapeur d'eau sur le fil ou sur le cylindre, une imperfection de polissage des parois, etc...

Après avoir refait le vide, on vérifiait le palier du compteur. Nous avons vu (p. 22) que le montage potentiométrique employé permettait de reproduire les valeurs du courant dans les cadres (et, par conséquent, le champ magnétique) avec une erreur inférieure à 0,4 o/oo.

On étudiait ainsi six groupes électroniques ($HR = 526, 648, 830, 852, 1\ 101$ et $1\ 360$ œrsted.cm.), en se plaçant chaque fois au voisinage immédiat d'une raie ⁽¹⁾. L'énergie étant connue d'après l'étude photographique, on fixait d'abord le champ au voisinage de la valeur correspondante, puis, en le faisant varier très légèrement, on explorait les régions voisines jusqu'à ce qu'on obtienne, sans écrans, les meilleures conditions de dénombrement.

En combinant les écrans d'acétate, on faisait les mesures pour les épaisseurs de $1\ \mu\ 2$ (fenêtre du premier compteur), $2\ \mu\ 0, 4\ \mu\ 2, 5\ \mu\ 2, 6\ \mu\ 4, 10\ \mu\ 4, 15\ \mu\ 7$ et $21\ \mu$. On extrapolait les courbes obtenues et on prenait égale à 100, pour chaque énergie, l'intensité correspondant à une épaisseur nulle.

On obtenait ainsi la courbe de transmission (fig. 11). On voit que l'absorption dans la fenêtre du premier compteur ne devient notable que pour des énergies inférieures à 36 ekV ⁽²⁾ ($HR = 652$ œrsted.cm.). Chacun des points expérimentaux représente la moyenne de trois séries de mesures. L'erreur statistique ⁽³⁾ est de l'ordre de 5 o/o. L'extrapolation peut

(1) L'intensité des sources utilisées était trop faible pour qu'il fût possible d'utiliser les électrons du fond continu nucléaire.

(2) En pratique l'étude des spectres continus β a pu être faite, avec le premier compteur seul, jusqu'à 10 ekV.

(3) Si un phénomène se produit suivant une loi de hasard et si M est la fréquence *moyenne* prévue, la probabilité que la fréquence *réellement observée* soit m est donnée par la loi de Poisson :

$$P(m) = \frac{M^m}{m!} e^{-M}. \text{ Si } m \text{ est très grand, cette probabilité présente un maximum aigu pour } m = M \text{ et, au voisinage de cette valeur, on a sensiblement : } P(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M}} e^{-\frac{(M-m)^2}{2M}}. \text{ On en}$$

entraîner une erreur de 3 o/o pour le groupe A et de 1 o/o pour le groupe B.

En extrapolant la partie centrale, sensiblement rectiligne, des courbes de transmission, on peut obtenir, pour ces deux groupes, un « parcours effectif » dans l'acétate de cellulose ($9\ \mu$ et $20\ \mu$, soit 12 et 27.10^{-4} g./cm²) en accord avec

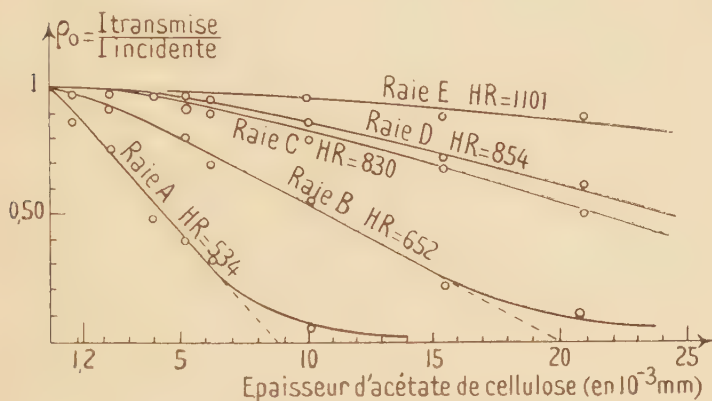


Fig. 11. — Transmission de faisceaux électroniques de 24,5, 36, 57, 60,5 et 97 ekV dans l'acétate de cellulose.

les résultats de Schonland ⁽¹⁾ montrant que les parcours (exprimés en g./cm²) d'électrons isocinétiques, sont indépen-

déduit la probabilité de commettre l'erreur absolue $\varepsilon = |M - m|$:

$$P(\varepsilon) = \sqrt{\frac{2}{\pi m}} e^{-\frac{1}{2} \frac{\varepsilon^2}{m}}$$

et l'erreur probable :

$$\int_0^\infty P(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{m} \simeq 0,8 \sqrt{m}. \quad (21)$$

C'est cette expression que l'on emploie généralement pour évaluer l'erreur statistique faite sur une mesure effectuée avec des compteurs. La probabilité P_k pour que ε soit supérieure à $k\sqrt{m}$ est

égale à $\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_k^\infty e^{-\frac{z^2}{2}} dz$: $P_k = 0,5$ pour $k = 0,674$, $0,32$ pour $k = 1$ et $0,046$ pour $k = 2$.

⁽¹⁾ RUTHERFORD, CHADWICK, ELLIS. *Radiations from radioactive substances*, (1930), 420.

dants, en première approximation, de la nature de l'absorbant.

C. *Diffusion*. — Les électrons qui, après avoir traversé la fenêtre (a), pouvaient pénétrer dans le deuxième compteur, étaient compris dans un cône de demi-angle au sommet de 10° . Par suite de la diffusion dans la feuille d'acétate, une fraction seulement des électrons transmis restait dans ce cône, cette fraction (ρ_1) étant d'autant plus petite que leur énergie était plus faible. Les compteurs étant petits, on pouvait admettre que, pour chacun d'eux, tous les électrons ayant franchi la feuille de fermeture étaient comptés.

Dans le premier c'étaient tous ceux qui avaient traversé la feuille d'acétate ($N = \rho_0 N_0$, en désignant par N_0 le nombre d'électrons incidents) et dans le second ceux qui étaient restés dans le cône de demi-angle 10° et avaient franchi la feuille d'aluminium.

Le coefficient de transmission entre les deux compteurs :

$$\rho' = \frac{\text{Nombre d'électrons primaires dans le 2^e compteur}}{\text{Nombre d'électrons primaires dans le 1^{er} compteur}}$$

était donc le produit de deux termes : l'un dépendant de la diffusion (ρ_1), l'autre de l'absorption dans l'aluminium (ρ_2).

D'où $\rho_1 = \frac{\rho'}{\rho_2}$ (courbe II, fig. 12).

Les mesures de Schonland ⁽¹⁾ permettent de connaître la variation de ρ_2 en fonction de l'énergie des électrons (courbe I, fig. 12).

Si, pour une valeur du champ, on avait dans le premier compteur N_1 impulsions par minute, le nombre d'électrons primaires était sensiblement $N_1 - 60$ et le nombre de ceux qui entraient dans le second compteur était $\rho'(N_1 - 60)$.

Le nombre des coïncidences accidentelles (c'est-à-dire produites par des particules qui ne devaient pas être comptées) était statistiquement :

$$2[N_1 - \rho'(N_1 - 60)] \times 60 \times 7.10^{-5} = 84.10^{-4}[N_1 - \rho'(N_1 - 60)].$$

(1) *Loc. cit.*, 46.

Le nombre enregistré en coïncidences était :

$$n' = \rho'(N_1 - 60) + 84 \cdot 10^{-4} [N_1 - \rho'(N_1 - 60)]$$

d'où :

$$\rho' \approx \frac{n' - 84 \cdot 10^{-4}}{N_1 - 60}. \quad (22)$$

Il n'est donc correct de retrancher 0,5 de n' pour avoir le nombre exact de coïncidences que si $\rho' \approx 1$. Mais (fig. 12, III), même pour des électrons de 150 ekV, la valeur de ρ' n'est voisine que de 0,8.

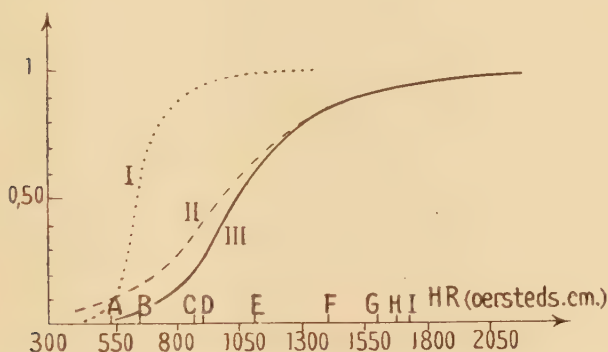


Fig. 12. — I. Transmission à travers 5μ d'aluminium (d'après Schonland). II. Coefficient de diffusion ρ_1 , dans un cône de demi-angle $\Phi = 100^\circ$, après passage dans $1,2 \mu$ d'acétate de cellulose. III. $\rho = \frac{\text{Intensité en coïncidences}}{\text{Intensité incidente}}$.

Inversement, quand on compte n' coups/minute en coïncidences, le nombre d'électrons primaires dans le premier compteur est $\frac{n' - 0,5}{\rho' - 84 \cdot 10^{-4} (1 - \rho')}$ et pour avoir le nombre N^0 d'électrons arrivant sur la fenêtre (a), il faut diviser par le coefficient de transmission ρ_0 . La courbe III de la figure 12 représente le rendement total :

$$\rho = \rho_0 \rho' = \frac{\text{Intensité en coïncidences}}{\text{Intensité incidente}}.$$

On voit que les corrections deviennent importantes dès la région E ; en pratique l'étude des spectres continus β a été faite, en coïncidences, jusqu'à 70 ekV.

CHAPITRE II

Angle solide utilisé dans un appareil à focalisation.

1. **Largeur d'une raie.** — Si l'on veut connaître l'intensité absolue d'un rayonnement corpusculaire, c'est-à-dire le nombre de particules émises, par seconde, dans 4π stéradians, par une quantité déterminée d'une substance radioactive, il est nécessaire de connaître l'angle solide utilisé dans l'appareil à focalisation et ceci requiert l'étude préalable de la structure du faisceau atteignant la plaque photographique ou le compteur.

Nous allons calculer la répartition des électrons entre le « front » et l'extrémité d'une raie donnée par une source rectangulaire parallèle à la fente ⁽¹⁾. Nous appellerons « plan central » le plan, perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique, passant par le milieu de la plaque photographique (ou de la fenêtre du compteur), « ligne centrale » l'intersection de ce plan et de la plaque, « plan médian » le plan parallèle aux lignes de force et passant par le milieu de la fente. La source est placée symétriquement par rapport à ce plan, son centre S étant dans le plan central. Nous désignerons par $2q$, $2s$ et $2a$ la largeur de la source, de la fente et de la fenêtre du compteur, par $2L$, $2L'$ et $2b$ les longueurs correspondantes. Dans le grand appareil à focalisation (fig. 13) on a (en millimètres) : $2q = 0,05$, $2L \simeq 4$;

(1) Le même problème a été traité pour une source rectangulaire oblique et pour une source cylindrique par Wooster (*Proc. Roy. Soc., A.*, **114** (1927), 729) et K. T. Li (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **33** (1937), 164).

$2s = 4,08$; $2L' = 46,1$; $2a = 0,56$, $2b = 4,91$; la distance source-fente $d = 33,70$ et le rayon de courbure des trajectoires arrivant au milieu de la fenêtre du compteur :

$$R_0 = \frac{SJ}{2} = 135,67.$$

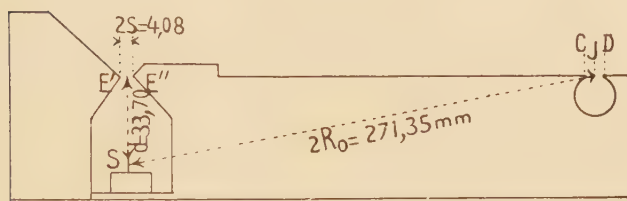
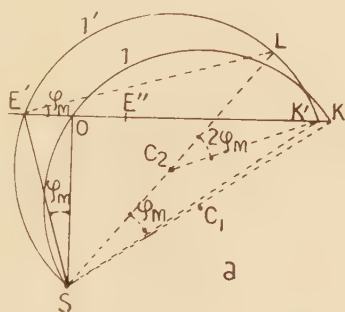
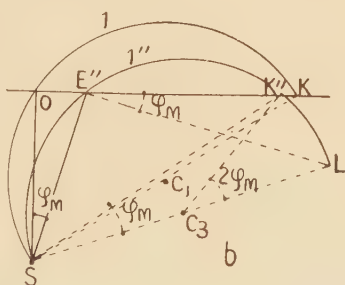


Fig. 13. — Grand appareil à focalisation.

Nous supposerons d'abord que le rayonnement émis est monocinétique ; on peut alors déterminer toute trajectoire, dans le plan central, par le point M (fig. 2, p. 16) où elle franchit la fente, ou, si l'on préfère, par l'angle $\varphi = MSE$.



Si la source est ponctuelle (fig. 14 a et b), le front K de la raie correspond à la trajectoire 1 passant par le centre O de la fente (« trajectoire centrale ») et l'extrémité K' aux trajectoires 1' et 1'' s'appuyant sur les bords E' et E'' de la fente.



On a $SK' = SL \cos \varphi_M =$

Fig. 14.

SK'. Donc K' et K'' coïncident (focalisation) et la largeur :

$$\left. \begin{aligned} KK' &= \sqrt{4R^2 - d^2} - \sqrt{4R^2 \cos^2 \varphi_M - d^2} \\ &\simeq 2R(1 - \cos \varphi_M) \simeq R\varphi_M^2 \simeq R \frac{s^2}{d^2} . \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Le maximum de φ_M étant de 0,061 radian (φ_2 , fig. 15), l'erreur commise en prenant pour KK' la valeur $R \left(\frac{0E}{d} \right)^2$ est inférieure à 1 0/00.

Si la source est de longueur nulle et de largeur $2q$ (fig. 15),

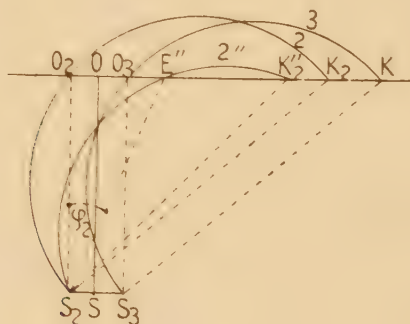


Fig. 15.

le front de la raie est donné par $S_3 O_3 K$, l'extrémité par $S_2 E'' K_2''$.

On a :

$$KK_2'' = S_2 S_3 + K_2 K_2'' = 2q + 2R(1 - \cos \varphi_2) \quad (24)$$

avec :

$$\varphi_2 \simeq \frac{S + q}{d} .$$

Considérons maintenant le cas d'une source de longueur $2L$ et de largeur $2q$. Les trajectoires issues d'un point M, situé à la distance η de S (fig. 16), qui atteignent la ligne centrale, font un angle ψ avec le champ magnétique. Ce sont des hélices enroulées sur des cylindres de rayon $R' = R \cos \alpha$

($\alpha = \frac{\pi}{2} - \psi$). L'angle α est déterminé par la condition que la particule doit arriver sur la ligne centrale. Si σ représente la longueur de la « trajectoire-projection » 4' ou 5', on a : $\eta = \sigma \cdot \operatorname{tg} \alpha$; or : $\sigma = \pi R' \pm 2\varphi R'$ (fig. 13), d'où :

$$\sin \alpha = \frac{\eta}{R(\pi \pm 2\varphi)}. \quad (25)$$

La trajectoire s'éloignant le plus de la source arrive en N_0 (fig. 16); on a :

$$\begin{aligned} KN_0 &= \mu_\eta \simeq 2R(1 - \cos \alpha) \\ &\simeq R\alpha^2 \simeq \frac{\eta^2}{\pi^2 R}. \end{aligned} \quad (26)$$

Celle qui traverse la fente au point M' (se projetant en M_1 sur le plan central, arrive en N , à une distance du front :

$$\begin{aligned} x &= \mu_\eta + x' = \\ &\mu_\eta + R^2 \cos \alpha. \end{aligned} \quad (27)$$

Pour calculer la largeur de la raie donnée par une source rectangulaire, il suffit d'appliquer ces résultats au point A situé à l'extrémité de la raie (se projetant en S_2 (fig. 15) sur le plan central). On a $\sin \alpha =$

$\frac{L}{R(\pi + 2\varphi_2)}$; comme précédemment $S_2 K_2'' = \frac{S_2 K_2}{\cos \varphi_2} = \frac{2R \cos \alpha}{\cos \varphi_2}$, mais $S_2 K_2$ n'est plus parallèle à $S_3 K$. Avec la même approximation que pour (23) on a :

$$\left. \begin{aligned} KK_2'' &= KK_2 + K_2 K_2'' = 2q + 2R(1 - \cos \alpha) \\ &+ 2R \cos \alpha (1 - \cos \varphi_2) = 2q \\ &+ 2R(1 - \cos \varphi_2 \cos \alpha). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

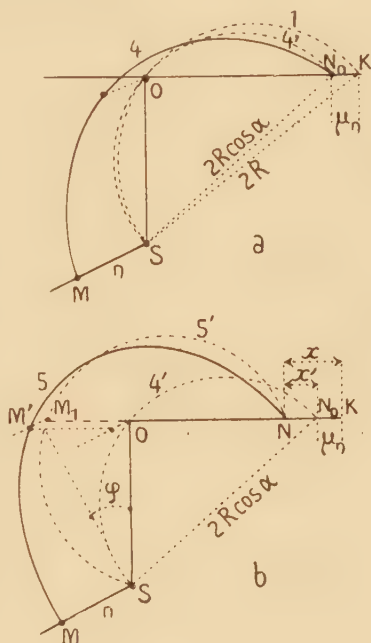


Fig. 16.

Le calcul montre que dans les conditions expérimentales où nous nous sommes placés, α reste inférieur à $17'$ et qu'en prenant pour la largeur la valeur $2q + R \left(\frac{S + q}{d} \right)^2$ (29) l'erreur finale qui en résulte est inférieure à $10/100$.

2. Structure d'une raie donnée par une source linéaire. — Considérons d'abord le cas où la source est dans le plan médian (fig. 16). La trajectoire partie de S est déterminée par l'angle φ (fig. 2) atteignant la ligne centrale à une distance du front $x \simeq R\varphi^2$, celles qui tombent dans l'intervalle $(x, x + dx)$ correspondent analytiquement à une « pyramide », dont l'un des angles est $d\varphi = \frac{dx}{2\sqrt{Rx}}$ (30). Les trajectoires entrant dans le rectangle $dxdl$ correspondent aux deux « pyramides » P_2, P_3 dont les angles (d'après (30) et (25)) sont :

$$d\varphi_2 = d\varphi_3 = \frac{dx}{2\sqrt{Rx}}, \quad d\alpha_2 = \frac{dl}{R(\pi + 2\varphi)}, \quad d\alpha_3 = \frac{dl}{R(\pi - 2\varphi)};$$

l'angle solide utilisé :

$$d\omega = d\varphi_2 d\alpha_2 + d\varphi_3 d\alpha_3 = \frac{dxdl}{2R\sqrt{Rx}} \left(\frac{1}{\pi + 2\varphi} + \frac{1}{\pi - 2\varphi} \right) \quad (31)$$

Le calcul montre que l'erreur commise, dans le cas actuel, en remplaçant (31) par :

$$d\omega = \frac{dxdl}{\pi R\sqrt{Rx}} \quad (32)$$

est toujours inférieure à $10/100$.

On peut faire un calcul analogue pour les trajectoires partant du point M ($SM = \eta$), en remplaçant dans (30) x par $x' = x - \mu_r$.

Si $\nu d\zeta dr_i$ représente le nombre d'électrons du groupe considéré émis, par seconde, dans 4π stéradians, par l'élément de surface $(d\zeta dr_i)$ entourant le point M, le nombre de particules

arrivant, pendant le même temps, sur l'unité de surface entourant le point N de la ligne centrale (à la distance x du front de la raie), sera

$$di_x = v d\xi d\eta \cdot \frac{d\omega}{4\pi} \cdot \frac{l}{dx dl} = \frac{v d\xi}{4\pi^2 R} \cdot \frac{d\eta}{\sqrt{R\left(x - \frac{L^2}{\pi^2 R}\right)}}. \quad (33)$$

L'intensité totale, au point N, due à une source de largeur $d\xi$, de longueur $2L$, située dans le plan médian, sera :

$$i_x = 2 \int_0^L di_x = \frac{v d\xi}{2R} \text{Arc sin} \left(\frac{L}{\pi \sqrt{R}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}} \right). \quad (34)$$

Cette expression n'est définie que pour $x \geq \frac{L^2}{\pi^2 R}$, c'est-à-dire $\mu_L < x < R\varphi^2$; à des distances du front inférieures à μ_L , l'intensité est constante et égale à :

$$i_0 = i_{\mu_L} = \frac{v d\xi}{4R}. \quad (35) ^{(1)}$$

3. Structure d'une raie donnée par une source rectangulaire.

— Pour passer au cas général, nous allons prendre pour origine le point S_3 (fig. 17) et calculer d'abord l'intensité produite en un point de la ligne centrale par une source linéaire BB' située à la distance ξ de S_3 .

1° $\xi < q$. Cette source donne une raie (de front K_1) qui est « normale » entre K_1 et K_1'' (c'est-à-dire qu'en tout point de $K_1 K_1''$ arrivent deux trajectoires ayant traversé la fente en deux points symétriques par rapport à M_1). L'intensité i_1 entre K_0 et K_1'' est donc donnée par l'expression (34). On a :

$$KK_1 = \xi, K_1 K_1'' = R \left(\frac{M_1 E''}{d} \right)^2 = \frac{R}{d^2} [s - (q - \xi)]^2. \quad (36)$$

(1) Une discussion plus approfondie montre que μ_L étant très petit (dans notre appareil : 5 0/00 de la largeur totale de la raie), l'erreur qui serait commise en supposant que (34) représente la distribution d'intensité pour toute valeur de x entre 0 et $R\varphi^2$ serait de l'ordre de 1,5 0/0.

Par contre, à tout point compris entre K''_1 et K'_1 ne correspond plus qu'une seule pyramide en chaque point de la source (les trajectoires passent entre E' et E''' , symétrique de E'' par rapport à M_1). On a :

$$K''_1 K'_1 = \frac{4Rs(q-\xi)}{d^2} \quad (37)$$

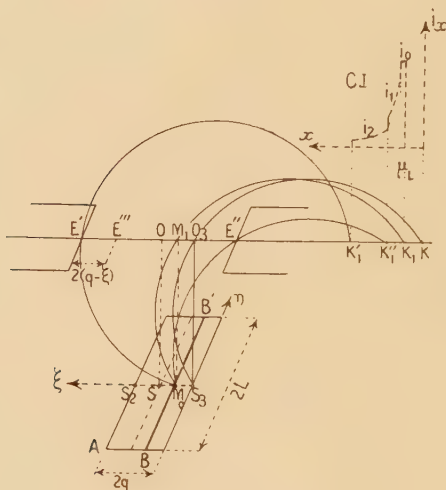


Fig. 17.

L'expression (31) devient, pour un point quelconque de la source :

$$d\omega = \frac{dx dl}{2R\sqrt{Rx'}} \left(\frac{1}{\pi + 2\varphi} \right). \quad (38)$$

L'intensité i_2 obtenue en intégrant (33) avec $d\omega$ donné par (38), est donc légèrement inférieure à $\frac{i_1}{2}$, mais étant donné la très faible largeur de $K''_1 K'_1$ pour la source utilisée (environ 4 o/o de la largeur totale de la raie), l'erreur commise en remplaçant i_2 par $\frac{i_1}{2}$ est tout à fait négligeable (1).

(1) Elle est, d'ailleurs, encore diminuée, sur le résultat final, par le fait que l'approximation est de signe contraire pour la partie gauche de la source ($q < \xi < 2q$).

On obtient ainsi la variation d'intensité représentée par la courbe I, fig. 17.

2° $q < \xi < 2q$. Le calcul et la discussion sont analogues. K_1'' correspondant toujours à la trajectoire passant par E'' , on a maintenant :

$$K_1 K_1' = \frac{R}{d^2} [s - (\xi - q)]^2, K_1' K_1'' = \frac{4Rs(\xi - q)}{d^2}. \quad (39)$$

Pour calculer l'intensité I_x donnée par une source rectangulaire on utilise la courbe I (fig. 17) en cherchant, pour chaque valeur de x , entre quelles limites de ξ les sources linéaires correspondantes fournissent la contribution i_0 , i_1 , ou i_2 .

Si m millicuries de substance radioactive sont répartis uniformément sur toute la surface de la source et si n est le nombre d'électrons du groupe considéré émis, par millicurie et par seconde, dans 4π stéradians, on a $v = \frac{mn}{4qL}$.

1° $0 < x < \frac{L^2}{\pi^2 R}$: toutes les sources linéaires comprises entre $\xi = 0$ et $\xi = x$ fournissent la même contribution : $i_0 = \frac{mnd\xi}{16qLR}$; dans cet intervalle on a donc l'intensité :

$$I_1 = \int_0^x \frac{mnd\xi}{16qLR} = \frac{mnx}{16qLR}. \quad (40)$$

2° $\frac{L^2}{\pi^2 R} < x < 2q$: toute source linéaire entre $\xi = 0$ et $\xi = x - \frac{L^2}{\pi^2 R}$ donne :

$$i_1 = \frac{mn}{8\pi qLR} \text{Arc sin} \left(\frac{L}{\pi\sqrt{R}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x - \xi}} \right) d\xi$$

et entre :

$$\xi = x - \frac{L^2}{\pi^2 R}, \text{ et } \xi = x, \text{ donne } i_0 = \frac{mnd\xi}{16qLR}.$$

Donc :

$$\left. \begin{aligned} I_2 &= \int_0^{x - \frac{L^2}{\pi^2 R}} \frac{mn}{8\pi q LR} \operatorname{Arc} \sin \left(\frac{L}{\pi \sqrt{R}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x - \xi}} \right) d\xi \\ &+ \int_{x - \frac{L^2}{\pi^2 R}}^x \frac{mn}{16q LR} d\xi = \frac{mn}{8\pi q LR} \left[x \operatorname{Arc} \sin \left(\frac{L}{\pi \sqrt{R}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}} \right) \right. \\ &\left. + \frac{L}{\pi \sqrt{R}} \sqrt{x - \frac{L^2}{\pi^2 R}} \right] = \frac{mn}{8\pi q LR} f(x). \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Le maximum de I_x est atteint pour $x = 2q$; on voit que, avec l'appareil utilisé, la « pointe » de la raie (fig. 17) varie très sensiblement comme $R^{-3/2}$.

On raisonne de même pour toute valeur de x jusqu'à l'extrémité de la raie :

$$3^\circ \quad 2q < x < 2q + \frac{L^2}{\pi^2 R} :$$

$$I_3 = \frac{mn}{8\pi q LR} [f(x) - \frac{\pi}{2} (x - 2q)] \quad (42)$$

$$4^\circ \quad 2q + \frac{L^2}{\pi^2 R} < x < \frac{R(s - q)^2}{d^2} :$$

$$I_4 = \frac{mn}{8\pi q LR} [f(x) - f(x - 2q)] \quad (43)$$

$$5^\circ \quad \frac{R(s - q)^2}{d^2} < x < \frac{R(s + q)^2}{d^2} :$$

$$I_5 = \frac{mn}{8\pi q LR} \left[\frac{1}{2} f(x - \xi_1) + \frac{1}{2} f(x) - f(x - 2q) \right] \quad (44)$$

ξ_1 étant déterminé par l'équation :

$$x = \xi_1 + \frac{R}{d^2} [s - (q - \xi_1)]^2 \quad (45)$$

$$6^\circ \quad \frac{R(s + q)^2}{d^2} < x < q + \frac{Rs^2}{d^2} :$$

$$I_6 = \frac{mn}{8\pi q LR} \left[\frac{1}{2} f(x - \xi_1) + \frac{1}{3} f(x - \xi_2) - f(x - 2q) \right] \quad (46)$$

ξ_2 étant déterminé par l'équation :

$$x = \xi_2 + \frac{R}{d^2} [s + (q - \xi_2)]^2 \quad (47)$$

$$7^\circ \quad q + \frac{Rs^2}{d^2} < x < 2q + \frac{R(s-q)^2}{d^2} ;$$

$$I_7 = \frac{mn}{8\pi qLR} \left[\frac{1}{2} f(x - \xi_3) + \frac{1}{2} f(x - \xi_4) - f(x - 2q) \right] \quad (48)$$

ξ_3 et ξ_4 étant déterminés par des équations analogues à (45) et (47) où $q - \xi$ est remplacé par $\xi - q$.

$$8^\circ \quad 2q + \frac{R(s-q^2)}{d^2} < x < 2q + \frac{R(s-q)^2}{d^2} ;$$

$$I_8 = \frac{mn}{8\pi qLR} \left[\frac{1}{2} f(x - \xi_3) - \frac{1}{2} f(x - 2q) \right] \quad (49)$$

On peut ainsi construire pour chaque valeur de R , la courbe de répartition des électrons (fig. 18).

Si les m millicuries étaient concentrés aux points S , les électrons entrant, par seconde, dans l'unité de surface autour d'un point N situé à la distance x du front de la raie, partiraient de S dans l'angle solide ω_1 . Leur nombre étant $\frac{mn}{4\pi} \omega_1 = I_x$, la courbe de la

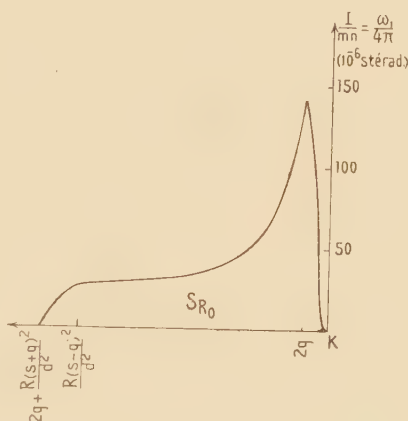


Fig. 18. — Répartition des électrons dans une raie donnée par une source plane, rectangulaire, dans le grand appareil à focalisation.

figure 18 représente aussi la variation de $\frac{\omega_1}{4\pi}$ quand N se déplace du front à l'extrémité de la raie ; elle a été construite pour $R = R_0 = 135 \text{ mm. } 67$.

4. Angle solide total. — Un calcul analogue au précédent permet d'obtenir la valeur de I en un point N' situé à une distance $NN' = y$ de la ligne centrale. On trouve que pour des valeurs de $y \ll L$, l'intensité décroît très peu : en prenant, dans notre appareil, le point N' à l'extrémité de la fente du compteur ($y = b$), l'erreur commise en remplaçant $I_{N'}$ par I_N est inférieure à 0,5 0/100. On peut donc développer les calculs en prenant une longueur égale à l'unité et en multipliant ensuite le résultat final par $2b$.

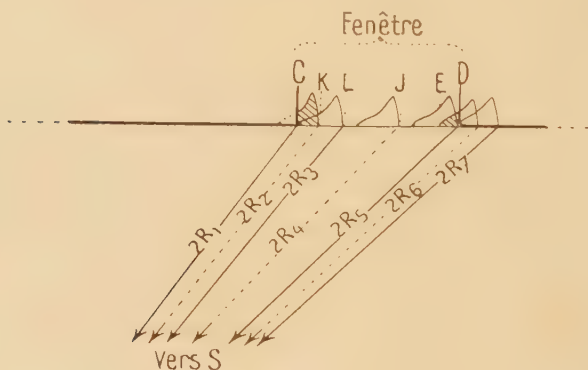


Fig. 19.

Si le rayonnement n'est composé que du groupe considéré et si la valeur du champ magnétique est telle que le rayon de courbure des trajectoires soit R_2 ou R_6 (fig. 19), l'angle solide utilisé $\frac{\Omega_1}{4\pi}$ est égal à la surface sous la courbe de répartition, entre K et C ou entre D et E.

On voit que si R varie de R_1 à R_7 , Ω_1 est d'abord nul, puis croît jusqu'à un maximum (S_{R_3}) obtenu pour $R = R_3$, décroît ensuite lentement ⁽¹⁾ jusqu'à S_{R_6} et s'annule quand $R = R_7$.

⁽¹⁾ L'expression de I_x et de la largeur de la raie montre que S_R est sensiblement proportionnelle à $R^{-1/2}$.

Le compteur utilisé ayant une largeur ($CD = 0$ mm. 56) pratiquement égale à la largeur d'une raie, les points L et D sont confondus; on a $R_3 = 135,81$, $R_1 = 135,53$ et $R_7 = 136$ mm. 09. Les variations de $\frac{\Omega_1}{4\pi}$ sont représentées par la courbe de la figure 20. La valeur moyenne de Ω_1 pour les particules entrant dans le compteur ($HR_1 < HR < HR_7$) est $\Omega_1 = 4\pi.137.10^{-7}$ stéradians.

Il est bien connu que la courbe obtenue en portant le nombre N de particules primaires ⁽¹⁾ entrant, par minute, dans le compteur, en fonction du champ magnétique ne représente pas la vraie distribution d'émission d'un spectre continu β , car N est proportionnel à H ⁽²⁾.

Pour cette raison il est commode de porter en ordonnées de la courbe de distribution le nombre n_1 de particules pour lesquelles HR est compris entre $HR_0 - 0,5$ et $HR_0 + 0,5$ ($HR_0 = \frac{HR_1 + HR_7}{2}$) qui sont émises, par seconde, dans 4π stéradians, par millicurie de substance radioactive.

On a :

$$n_1 = \frac{N \times 4\pi \times 2b}{60 \times H(R_7 - R_1) \times \Omega_1 \times m} \quad (50)$$

⁽¹⁾ Cf. pp. 81 et 99.

⁽²⁾ Si en effet pour une certaine valeur H_1 du champ il entre dans le compteur les particules pour lesquelles HR est compris entre $H_1 R_1 = 700$ et $H_1 R_7 = 750$, pour une valeur $H_2 = 10 H_1$, il entrera les particules pour lesquelles HR est compris entre 7 000 et 7 500 (et non entre 7 000 et 7 050).

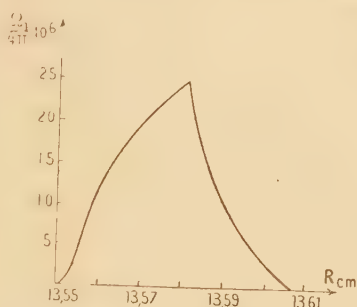


Fig. 20. — Angle solide utilisé dans le grand appareil à focalisation avec un compteur dont la fenêtre d'entrée a une longueur de 1 mm.

($2b$: longueur du compteur, en mm.; m : intensité de la source en millicuries).

En exprimant H en fonction des valeurs r_2 et r'_2 du potentiomètre (fig. 6, p. 23, formules (8), p. 32, avec $r = R_0$, et (7), p. 24), on a :

$$n_1 = \frac{33,68}{m} \left(\frac{r_2}{r'_2} \right) N. \quad (51)$$

CHAPITRE III

Intensité absolue des rayonnements β .

I. Equilibre et décroissance d'une source de dépôt actif.

— a) Th (B + C + C'). On sait que l'activation d'un conducteur de petites dimensions placé, sous tension négative, dans une atmosphère de thoron atteint la saturation à 10/0 près, en 72 heures. Si ${}^A\text{N}_0$, ${}^B\text{N}_0 \dots$ atomes de Th A, Th B... sont alors présents, le nombre d'atomes de chaque espèce se désintégrant par seconde est égal à :

$$\lambda_A {}^A\text{N}_0 = \lambda_B {}^B\text{N}_0 = \dots = n_0.$$

Ce dépôt étant ensuite utilisé comme source, on peut calculer le nombre N_t d'atomes de chaque corps présents au temps t et la quantité n_t se désintégrant par seconde. En utilisant les valeurs des constantes radioactives λ rappelées au tableau I, p. 11, on obtient : ${}^A\text{N}_t = \frac{n_0}{4,95} e^{-i,95t}$, négligeable pour $t > 1$ sec. ;

$$\left. \begin{aligned} {}^B\text{N}_t &= \frac{n_0}{\lambda_A - \lambda_B} \left[\frac{\lambda_A}{\lambda_B} e^{-\lambda_B t} - e^{-\lambda_A t} \right], \\ {}^B n_t &= n_0 \left[\frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} e^{-\lambda_B t} - 4 \cdot 10^{-6} e^{-\lambda_A t} \right] \simeq n_0 e^{-\lambda_B t} \end{aligned} \right\} \quad (52);$$

$${}^C\text{N}_t = n_0 [7,2 \cdot 10^{-7} e^{-4,95t} + 576 e^{-4,8 \cdot 10^{-5}t} - 550 e^{-1,9 \cdot 10^{-4}t}];$$

en 3 heures le troisième terme devient égal à 1,20/0 du second, et en 4 heures, à 60/00; après ce temps on a, très sensiblement :

$${}^C n_t \simeq \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} {}^B n_t = 1,106 {}^B n_t; \quad (53)$$

$$cN_t = 0,65 n_0 [10^{-16} e^{-4,95 t} + 10^{-6} e^{-1,8 \cdot 10^{-5} t} - 10^{-7} e^{-1,9 \cdot 10^{-6} t} - 17 \cdot 10^{-15} e^{-10^6 t}].$$

Les premier et le dernier termes deviennent immédiatement négligeables, le troisième devient négligeable devant le second pour $t > 4$ heures; on a alors :

$$c n_t = 0,65 \quad c n_t = 0,719 \quad {}^B n_t;$$

$$c''N_t = 0,35 n_0 [2,7 \cdot 10^{-11} e^{-4,95 t} + 300 e^{-1,8 \cdot 10^{-5} t} - 30 e^{-1,9 \cdot 10^{-6} t} + 0,07 e^{-3,7 \cdot 10^{-3} t}];$$

le troisième terme devient sensiblement 1 0 0 du deuxième en 4 heures; on a alors :

$$\left. \begin{aligned} n_t &= \frac{0,35 n_0 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_{C'}}{(\lambda_A - \lambda_B)(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_{C''} - \lambda_B)} e^{-\lambda_B t} \\ &= 0,388 \quad {}^B n_t \simeq 0,35 \quad c n_t \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

b) Th (C + C') (cf. p. 56). — Si l'on prend initialement cN_0 atomes de Th C, on a :

$$c'N_t = 0,65 \quad cN_0 \frac{\lambda_C}{\lambda_{C'} - \lambda_C} (e^{-\lambda_C t} - e^{-\lambda_{C'} t})$$

et :

$$c' n_t = 0,65 \quad cN_0 \frac{\lambda_C}{\lambda_{C'} - \lambda_C} e^{-\lambda_C t} \simeq 0,65 \quad c n_t; \quad (55)$$

$$\left. \begin{aligned} c' n_t &= 0,35 \quad cN_0 \frac{\lambda_C \lambda_{C'}}{\lambda_{C''} - \lambda_C} (e^{-\lambda_C t} - e^{-\lambda_{C''} t}) \\ &= 0,369 (1 - e^{(\lambda_C - \lambda_{C''}) t}) c n_t. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

l'exponentielle devenant égale à 10^{-2} en 22 minutes.

Si le temps de préparation de la source n'est pas négligeable devant la période de Th C (so m. 5), on peut admettre $cN_0 = c$ et $c' n_t$ est égal à l'expression ci-dessus augmentée de $c' N_0 e^{-\lambda_{C'} t}$, mais comme la période de Th C' n'est que de 5 minutes ce supplément devient très rapidement négligeable.

2. **Mesure des sources.** — Pour trouver la valeur m d'une source, exprimée en millicuries ⁽¹⁾, on compare son rayonnement γ à celui d'un étalon de radium en équilibre avec les produits de sa transformation ; on obtient ainsi la valeur m' exprimée en mg-Ra-équivalent- γ . La relation entre m et m' dépend de l'appareil employé pour la comparaison des rayonnements γ .

a) *Sources de Th (C + C'').* — Shenstone et Schlundt ⁽²⁾, utilisant un appareil où les rayonnements γ étaient filtrés au travers de 3 mm. de plomb, ont comparé une source de Th (C + C'') à une source de Ra (C + C''). Mesurant ensuite, par la méthode des scintillations, le nombre de rayons α de 8 cm. 62 de parcours émis par Th C' et le nombre de rayons α de 6 cm. 96 de parcours émis, pendant le même temps, par Ra C', ils ont trouvé (à 1,6 o/o près) : $\frac{\alpha_{Th\ C'}}{\alpha_{Ra\ C'}} = 0,75$.

Si un étalon de radium avait été employé à la place de la source de Ra C, les rayons γ de Ra B (qui sont complètement arrêtés dans 1 cm. 5 de plomb) auraient produit, au travers de 3 mm. de plomb, 9 o/o de l'ionisation totale. Il en résulte que, si Q rayons α sont émis par 1 millicurie Ra C (par seconde, dans 4π stéradians), les nombres Q' et Q'' de rayons α de parcours 6 cm. 96 et 8 cm. 62 émis respectivement par une source de Ra C et par une source de Th C ayant même rayonnement γ (dans ces conditions expérimentales) que 1 mg. de Ra en équilibre, sont :

$$Q' = \frac{100\ Q}{91}, \quad Q'' = \frac{100\ Q}{91} \times 0,75. \quad (57)$$

Shenstone et Schlundt ont adopté pour Q la valeur

⁽¹⁾ Le curie est la quantité d'une substance radioactive quelconque donnant le même nombre d'atomes détruits par seconde qu'un gramme de radium. S'il s'agit d'un radioélément de la famille de l'uranium, le curie est la quantité en équilibre avec 1 g. de Ra.

⁽²⁾ SHENSTONE et SCHLUNDT. *Phil. Mag.*, **43** (1922), 1038.

$3,72 \cdot 10^7$, obtenue par Hess et Lawson ⁽¹⁾. De nombreux auteurs ont publié depuis des résultats s'échelonnant de $3,72$ à $3,40 \cdot 10^7$. Après discussion de la précision atteinte dans les différentes méthodes employées, la valeur la plus probable paraît être voisine de $3,70 \cdot 10^7$ (l'erreur étant de l'ordre de 4 o/o).

Dans l'appareil utilisé à l'Institut du Radium ⁽²⁾ les rayonnements γ à comparer sont filtrés au travers de 1 cm. de plomb; on ne peut plus, dans ce cas, calculer Q'' par la relation (57). Shenstone et Schlundt ont donné la courbe représentant la variation du rapport $\frac{\gamma \text{ étalon Ra}}{\gamma \text{ Th C}}$ en fonction de l'épaisseur e de l'écran de plomb. En prenant ce rapport égal à 1 pour $e = 3$ mm., on trouve 0,891 pour $e = 1$ cm., d'où :

$$Q'' = c'n_t = 0,65 \text{ } ^c n_t = \frac{3,70 \cdot 10^7 \times 100 \times 0,75 \times 0,891}{91} = 2,71 \cdot 10^7.$$

La comparaison des rayonnements γ étant faite à 2 o/o près, l'erreur totale sur Q'' est de l'ordre de 8 o/o.

D'après (55) et (56), à la désintégration de Q'' atomes de Th C' correspond celle de $c''n_t = \frac{369}{650} Q'' = 1,54 \cdot 10^7$ atomes de Th C'', soit au total, $\mathfrak{N} = 4,25 \cdot 10^7$ désintégrations β par seconde. On a :

$$m = \frac{c n_t}{Q} \quad m' = \frac{100 Q''}{65 Q} \quad m' = 1,13 \text{ } m'. \quad (58)$$

b) *Source de Th (B + C + C'')*. — Les rayons γ de Th B ayant un coefficient d'absorption dans le plomb d'environ 2, l'ionisation produite par le rayonnement γ d'une source de Th (B + C + C'') après filtration au travers de 15 mm. de plomb, est, en pratique, due au Th (C + C'') seul. Partant de ce résultat Gurney a donné la variation du rapport

(1) HESS et LAWSON. *Wien. Ber.*, **127** (1918), 405.

(2) Mme P. CURIE. *Journ. Phys.*, **4** (1933), 459.

$\dot{N} = \frac{\gamma \text{Th}(B + C + C'')}{4\pi R^2 (1 - e^{-\mu x})}$ en fonction de l'épaisseur de plomb employée; pour 1 cm. $\rho = 1,03$. On sait ⁽¹⁾, d'autre part, que l'intensité du rayonnement γ de Th C' est négligeable devant celle de Th C. Le nombre d'atomes de Th C'' désintégrés, par seconde, dans une source de 1 mg.-Ra-équivalent- γ est donc égal à $\frac{1,54 \cdot 10^7}{1,03} = 1,49 \cdot 10^7 = c'' n_0$.

D'après (54) et (53) on a, en même temps, désintégration de $3,85 \cdot 10^7$ atomes de Th B et de $4,25 \cdot 10^7$ atomes de Th C. Donc $m = 1,041$ m' pour le Th B et $1,15$ m' pour Th C.

Récemment, Ricoux ⁽²⁾ a repris, à l'Institut du Radium, la mesure du nombre total de rayons α émis par 1 mg.-Ra-équivalent- γ de dépôt actif du thoron. Ce nombre était déduit de la mesure du courant de saturation dans une chambre d'ionisation ⁽³⁾ dont le volume est suffisant pour absorber tous les rayons α . Il obtenait $m = 1,09$ m' pour Th C; l'écart de 5 0/0 entre ce résultat et celui des mesures de Shenstone-Schlundt et Gurney doit vraisemblablement s'expliquer par la différence de dispositif servant à comparer les rayonnements γ .

Nous avons adopté, dans ce qui suit, le résultat de Ricoux; le nombre d'atomes désintégrés par seconde est alors égal, pour une source de Th B + C + C'', de 1 mg.-Ra-équivalent- γ , en équilibre de régime, à :

$$\left. \begin{array}{l} 3,63 \cdot 10^7 \text{ atomes de Th B, } 4,04 \cdot 10^7 \text{ de Th C,} \\ 2,63 \cdot 10^7 \text{ de Th C' et } 1,49 \cdot 10^7 \text{ de Th C''.} \end{array} \right\} \quad (59)$$

3. Réflexion des électrons sur le support de la source. — Nous avons déjà signalé la possibilité d'empêcher l'arrivée sur la fenêtre du premier compteur des électrons diffusés

(1) Cf. pp. 143 et 149 et RUTHERFORD et ROBINSON. *Phil. Mag.*, 26 (1913), 937.

(2) Ricoux. *Journ. Phys.*, 8 (1937), 388.

(3) Mme P. CURIE. *Journ. Chimie Phys.*, 22 (1925), 142.

sur les parois en disposant plusieurs diaphragmes dans la chambre de focalisation; par contre il est pratiquement impossible d'éviter la présence dans le faisceau incident d'un certain nombre d'électrons réfléchis sur le support de la source.

Pour des expériences de courte durée faites avec une chambre de Wilson en utilisant de très faibles quantités de radioéléments, il est parfois possible d'employer des sources déposées sur des feuilles extrêmement minces d'éléments légers; il n'en est plus de même dans un spectrographe magnétique où les sources, qu'il est difficile de changer fréquemment, doivent avoir la plus grande intensité possible; outre qu'un support très mince serait rapidement détruit (surtout dans le cas de radioéléments émetteurs de rayons α), nous avons vu que sa rigidité doit être suffisante pour permettre de définir avec précision la position de la source sans qu'il soit nécessaire de la vérifier soigneusement à chaque expérience; enfin le rendement de l'activation n'est pas indépendant de la nature du support (le dépôt sur une très petite surface se fait mieux, par exemple, sur or que sur aluminium).

Le passage de rayons β à travers la matière a fait l'objet de très nombreuses recherches, mais l'aluminium, le nickel, le cuivre, l'argent et l'or sont les seuls métaux pour lesquels la réflexion d'électrons de différentes énergies ait été étudiée quantitativement. Si l'on augmente l'épaisseur d'un écran recevant un faisceau d'électrons isocinétiques, on constate que la quantité réfléchie croît jusqu'à une valeur $I_r = \alpha I$, α étant caractéristique de la substance étudiée et indépendant de l'énergie des particules incidentes. L'épaisseur e correspondant à cette « saturation » est sensiblement la moitié du parcours des électrons considérés dans la substance; pour des épaisseurs plus grandes, les particules ayant atteint les couches profondes et qui sont renvoyées vers l'arrière ne

peuvent plus sortir. D'après les travaux de Schonland ⁽¹⁾, $a = 0,13$ pour Al, 0,30 pour Ni, 0,39 pour Ag et 0,50 pour Au.

Schonland mesurait la totalité des rayons réfléchis mais, l'émission électronique de tout point d'une source étant isotrope, on peut penser qu'aucune direction de réflexion n'est privilégiée. Nous avons également admis que la perte d'énergie par réflexion est faible pour la plupart des électrons et nous avons pensé qu'il est préférable d'utiliser un support dont l'épaisseur soit suffisante pour que le résultat des mesures de Schonland soit applicable même aux électrons de grande énergie plutôt que d'employer un support aussi mince que possible pour lequel on ne posséderait aucune donnée précise permettant de tenir compte de la réflexion ⁽²⁾. Trois faits corroborent cette opinion : *a*) l'étude des groupes de conversion montre que la largeur des raies intenses observées est égale à plusieurs fois la largeur théorique sans que la « structure » de la raie soit notablement modifiée ; il n'en serait évidemment pas de même si la perte d'énergie par réflexion pouvait avoir, avec une égale probabilité, une valeur quelconque : la raie aurait alors la largeur théorique et on observerait une « queue » peu intense se prolongeant très loin vers les faibles énergies ; *b*) l'étude de la distribution d'émission du spectre continu β de la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$ (fig. 21) permet de calculer le nombre total d'électrons émis par millicurie de Th B ; contrairement à ce qui se passerait si la correction déduite des résultats de Schonland était grossièrement inexacte ou s'appliquait en partie à une quantité importante d'électrons lents non observables, on trouve un nombre de rayons β sensiblement égal (dans la limite des erreurs expérimentales) à celui des atomes désin-

⁽¹⁾ *Loc. cit.*, 46.

⁽²⁾ Gurney, employant des sources déposées sur aluminium, a également utilisé le résultat des mesures de Schonland.

tégrés; c) enfin, si nos hypothèses étaient inexactes, la réflexion sur le support de la source devrait produire une notable déformation de la distribution d'émission du spectre continu en augmentant l'intensité relative des régions de faible énergie : or, les résultats représentés par la courbe de la figure 21 sont en accord avec ceux obtenus par Lecoïn ⁽¹⁾, avec une chambre de Wilson, en employant une source déposée sur une languette d'aluminium de moins d'un micron.

4. Spectre continu β émis dans la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$.

— Nous avons étudié le spectre continu émis par le dépôt actif en équilibre et celui émis par une source de Th (C + C'') en équilibre (jusqu'à $\text{HR} = 2200$). En tenant compte des résultats du § 1^{er}, on obtenait par différence le spectre émis dans la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$ (Courbe I, fig. 21). On a porté en ordonnées le nombre n'_1 d'électrons émis par seconde, dans 4π stéradians, dans un intervalle $\Delta(\text{HR}) = 1$ vers-ted.cm. autour de la valeur HR, par une source de 1 mg.-Ra-équivalent- γ de dépôt actif ⁽²⁾. Les + correspondent aux mesures faites avec le premier compteur seul et les o à celles faites en coïncidences. Ces mesures ont été effectuées dans des régions spectrales où l'étude photographique avait montré l'absence de raies. Chacun des points correspond à la moyenne de trois séries de mesures et l'erreur statistique (p. 78) reste inférieure à 5 o/o. Il est difficile de calculer l'erreur totale, principalement parce que le coefficient de Schonland a été employé pour toute valeur de l'énergie entre 10 et 325 ekV et que la précision des mesures d'absorp-

⁽¹⁾ LECOÏN. *Journ. Phys.*, 9 (1938), 81.

⁽²⁾ On obtient n'_1 par la relation (51) où m , valeur de la source en millicuries, était remplacée par m' , valeur en mg.-Ra-équivalent- γ .

tion et de diffusion dans les fenêtres des compteurs ne dépasse pas 6 o/o pour les électrons lents. Nous pensons que l'erreur relative finale varie de 6 à 18 o/o suivant les régions spectrales considérées. L'accord avec les résultats obtenus par la méthode photographique ⁽¹⁾ en utilisant la courbe d'activité de la figure 7, p. 45, est satisfaisant.

La courbe II représente la distribution trouvée par Gurney; les surfaces sous les courbes ont été prises égales afin

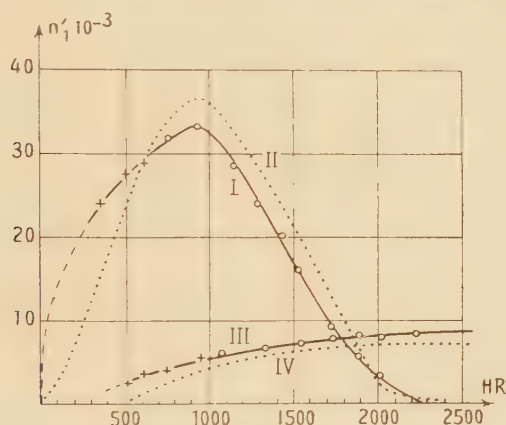


Fig. 21. — I. Spectre continu β émis dans la transformation Th B $\rightarrow$ C; II. *Id.* d'après Gurney; III. Début du spectre continu β émis dans les transformations Th C $\rightarrow$ C' et Th C'' $\rightarrow$ D; IV. *Id.* d'après Gurney.

que les distributions se rapportent à un même nombre de désintégrations. La courbe de Gurney est plus symétrique que la nôtre par rapport à l'énergie correspondant à la probabilité maximum d'émission ⁽²⁾. Nos mesures montrent la présence d'un grand nombre d'électrons lents; il est difficile

⁽¹⁾ L'étude des spectres continus a pu être faite photographiquement, avec une précision acceptable, jusqu'à 15 ekV (HR = 412).

⁽²⁾ Nous désignerons dans ce qui suit cette énergie par E_p et le produit HR correspondant par $(HR)_p$.

de penser que ce résultat est dû au fait que la diffusion est plus importante dans notre appareil que dans celui de Gurney, car nos résultats sont en accord avec les siens, dans la limite des erreurs expérimentales, pour le début du spectre continu émis par une source de Th ($C + C''$) (courbes III et IV). D'après Gurney la limite inférieure de ce spectre se trouve au voisinage de la raie A ($HR = 534$) ; nous ne pensons pas qu'il en soit ainsi, mais le nombre d'électrons lents observés est trop faible pour qu'il soit possible d'affirmer que la courbe de répartition passe par l'origine. Ce résultat est en contradiction avec celui obtenu par Richardson et Alice L. Smith ⁽¹⁾ qui ont étudié, à la chambre de Wilson, le spectre continu émis dans la transformation $Th C \xrightarrow{\beta} C'$; l'absence complète de support était obtenue dans leurs expériences en introduisant dans la chambre le radioélément à l'état de vapeur.

Le spectre de Th B s'obtenant par différence, il est difficile de mesurer avec précision l'énergie E_0 correspondant à la limite supérieure.

Elle paraît voisine de 341 ekV [$(HR)_0 = 2270$], valeur légèrement plus faible que celles obtenues par Gurney [$E_0 = 355$ ekV ; $(HR)_0 = 2330$] et Wang ⁽²⁾ [$E_0 = 358$ ekV ; $(HR)_0 = 2340$].

L'intégration de la courbe I donne un total de $4,16.10^7$ rayons β , correspondant à la désintégration de $3,63.10^7$ atomes de Th B. On a donc 114 électrons émis pour 100 désintégrations ; l'erreur commise doit être inférieure à 15 0/0 sur l'ensemble du spectre et la comparaison des sources avec l'étalon de Ra étant faite elle-même à 2 0 0 près, on voit que le résultat obtenu est en accord avec l'idée très généra-

⁽¹⁾ RICHARDSON et A. L. SMITH, *Proc. Roy. Soc.*, **162** (1937), 391.

⁽²⁾ KAN CHANG WANG, *Zeits. für Physik.*, **87** (1934), 633 ; cet auteur utilisait un spectrographe magnétique et un compteur Geiger-Müller.

lement admise de l'émission d'un électron par atome désintégré.

En intégrant l'énergie dans le spectre, on trouve 0,51 calorie/heure par gramme-Ra-équivalent- γ , ce qui correspond à une énergie moyenne de 163.10^{-9} erg par rayon β ($\bar{E} = 102$ ekV ; $\overline{HR} = 1128$).

Par un calcul analogue, Gurney avait trouvé 202.10^{-9} erg ($\bar{E} = 128$ ekV ; $\overline{HR} = 1279$) ; l'écart notable entre ces deux valeurs provient de l'excès d'électrons lents que nous avons observé.

5. Groupes β de conversion. — Le but de cette étude n'étant pas d'obtenir la forme exacte des raies mais seulement le nombre d'électrons contenus dans chacune d'elles, les variations données au champ étaient calculées pour que l'énergie maximum des particules comptées dans une mesure coïncide avec l'énergie minimum de celles comptées dans la mesure suivante : deux valeurs consécutives du champ, H_1 et H_2 , étaient donc reliées entre elles par

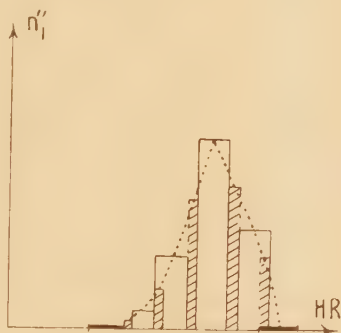


Fig. 22.

la condition $H_1 R_7 = H_2 R_1$ (fig. 19). On tenait compte du fait que cette condition ne peut être rigoureusement remplie (parce que les valeurs n'_2 du potentiomètre déterminant le champ sont des nombres entiers d'ohms) en construisant, pour chaque raie, le diagramme de la figure 22. On portait en ordonnées, pour $HR_0 = \frac{HR_1 + HR_7}{2}$, la valeur n''_1 obtenue en retranchant du nombre d'électrons donné par l'expression (51) la valeur correspondante du spectre continu, donnée par la

courbe de la figure 21. La surface d'un rectangle représente le nombre des particules de la raie pour lesquelles la quantité de mouvement est comprise entre HR_1 et HR_7 et qui sont émises par seconde, dans 4π stéradians, par une source de 1 mg.-Ra-équivalent- γ . Deux rectangles consécutifs étant séparés par un léger intervalle ($H_1R_7 < H_2R_1$) ou, dans d'autres cas, se recouvrant partiellement ($H_1R_7 > H_2R_1$), on ajoutait à la surface totale des rectangles la somme algébrique des parties hachurées ⁽¹⁾ (la largeur de ces « rectangles de correction » a d'ailleurs été exagérée sur la figure 22; la correction finale était généralement de 3 à 5 o/o).

On obtenait ainsi le nombre total n d'électrons correspondant au groupe de conversion; les valeurs données dans le tableau VII représentent la moyenne de trois séries de mesures (cinq pour la raie F); on en déduit, en appliquant les résultats du § 2, le nombre s d'électrons émis par désintégration. Nous verrons, dans la quatrième partie, que la valeur de s pour la raie F est importante dans l'étude de la conversion interne. La valeur que nous obtenons est inférieure de 16 o/o à celle de Gurney.

Les valeurs de l'intensité électronique relative de la col. V ont été déduites par Ellis de ses mesures d'intensité photographique en utilisant pour courbe d'activation la courbe III, fig. 7 (p. 45).

Les appareils utilisés par Gurney et Wang ayant un faible pouvoir séparateur, ces deux auteurs dénombraient en même temps que les électrons d'une raie intense ceux de quelques raies faibles situées au voisinage ⁽²⁾; nous avons calculé, dans chaque cas, les valeurs des col. IV et VI en

⁽¹⁾ On prenait pour hauteur des « rectangles de correction » l'ordonnée correspondante de la courbe passant par les milieux des bases supérieures des rectangles de dénombrement.

⁽²⁾ Gurney trouvait, par exemple, $s = 0,21$ pour l'ensemble des raies A, A_1 , A_2 , A_b et 0,076 pour $B + B_a + B_b + B_c$.

utilisant les intensités relatives déduites de nos mesures photographiques (tableaux III, V, VI) ⁽¹⁾.

TABLEAU VII

Intensité électronique (relative et absolue) des dix principaux groupes de conversion (énergie inférieure à 270 ekV.) émis dans les transformations $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$, $\text{Th C} \xrightarrow[\gamma]{\alpha} \text{C}''$ et $\text{Th C}'' \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{D}$.

Raie	Transi- tion	Intensité (électronique)				n (nombre d'électrons émis, par seconde, dans 4π stéradians, par une source de 1 mg.-Ra-équivalent- γ)	s (nombre d'électrons par désinté- gration)	
		Arnould (compteurs)	Gurney (cylindre de Faraday)	Ellis (méthode photographique)	Wang (compteurs)		Arnould	Gurney
A	$\text{C} \rightarrow \text{C}''$	40,1	23,5	—	—	3 233.10 ³	0,2280	0,182
B	$\text{C} \rightarrow \text{C}''$	13,3	8,1	—	—	1 077 »	0,0761	0,0577
C	$\text{B} \rightarrow \text{C}$	1,95	—	0,60	—	158 »	0,0043	—
D	$\text{B} \rightarrow \text{C}$	1,27	—	0,78	—	102 »	0,0028	—
E	$\text{B} \rightarrow \text{C}$	0,97	—	1,46	0,88	78 »	0,0021	—
F	$\text{B} \rightarrow \text{C}$	100,00	100,00	100,00	100,00	8 089 »	0,222	0,250
G	$\text{C}'' \rightarrow \text{D}$	3,43	—	1,04	3,33	277 »	0,0195	—
H	$\text{B} \rightarrow \text{C}$	3,43	—	3,64	3,33	277 »	0,0076	—
I	$\text{B} \rightarrow \text{C}$	13,7	—	14,1	12,3	1 110 »	0,0304	—
J	$\text{B} \rightarrow \text{C}$	2,97	—	3,57	3,61	239 »	0,0065	—

⁽¹⁾ Le même procédé était employé pour nos propres mesures quand une raie faible était trop voisine de la raie intense étudiée pour qu'il soit possible de les séparer complètement dans le diagramme de la figure 22 (I et I_a, par exemple).

CHAPITRE IV

Comparaison des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques.

1. Théorie de Fermi. — Nous avons rappelé dans l'introduction qu'une désintégration β (avec émission d'un électron ou d'un positon) correspond à l'une des réactions :

$$n = {}^1\text{H} + \varepsilon^- + \nu \quad {}^1\text{H} = n + \varepsilon^+ + \nu \quad (60)$$

la formation des particules légères à partir des constituants nucléaires étant considérée comme analogue à l'émission d'un photon dans une transition quantique atomique ⁽¹⁾.

Dans la théorie de l'émission photonique la probabilité d'une transition quantique entre deux états du système émetteur est déterminée par l'interaction entre la charge et le champ électromagnétique virtuel du photon, cette interaction étant déduite des relations classiques de Maxwell. Dans le cas de la désintégration β on ne connaît pas l'interaction analogue entre l'état initial ou final de la particule lourde (état n ou ${}^1\text{H}$) et le champ virtuel électron-neutrino. On peut penser que, d'une façon tout à fait générale, cette interaction dépend des coordonnées de position et de spin, de la vitesse et de l'accélération de la particule lourde avant et après la transformation et des grandeurs analogues relatives à l'électron et au neutrino formés. Seules, des rai-

⁽¹⁾ Il importe cependant de remarquer que dans la désintégration β il y a émission simultanée de deux particules et que le système émetteur change de charge ; c'est pourquoi les règles de sélection auxquelles on est conduit dans ce cas ne sont pas exactement les mêmes que pour l'émission d'un photon.

sons de simplicité et la confrontation avec l'expérience peuvent guider le choix.

Adoptant l'hypothèse la plus simple, Fermi ⁽¹⁾ posait pour l'énergie d'interaction :

$$H = g \int \Psi(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) \psi(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) + \text{conjuguée} \quad (61)$$

où $\Psi, \Phi, \psi, \varphi$ désignent les fonctions d'onde du proton, du neutron, de l'électron et du neutrino, g est une constante qui ne peut être déterminée que par comparaison avec les résultats expérimentaux et $\vec{r}$ désigne les coordonnées d'espace. Cette expression a l'inconvénient de ne pas satisfaire aux conditions d'invariance relativiste. Pour passer à l'expression relativiste Fermi choisit parmi les différentes formes possibles celle qui se comporte dans la transformation espace-temps comme les composantes d'un vecteur polaire quadridimensionnel; ce choix est suggéré par l'analogie avec les problèmes de radiation où l'on introduit le potentiel électromagnétique, vecteur polaire quadridimensionnel. En calculant alors la probabilité des processus (60) comme on détermine la probabilité d'émission d'un photon, on obtient la répartition en énergie du spectre β ⁽²⁾.

⁽¹⁾ FERMI. *Loc. cit.*, 6.

⁽²⁾ Il est commode d'employer dans tous ces calculs le système d'unités rationnelles relativistes où l'on pose $c = m_0 = \hbar = 1$; les unités dérivées sont alors $\frac{\hbar}{m_0 c}$ pour les longueurs, $m_0 c$ pour les quantités de mouvement, $\frac{\hbar}{m_0 c^2}$ pour les temps, $m_0 c^2$ pour les énergies; dans ce qui suit nous désignerons par W et η l'énergie totale et la quantité de mouvement d'un électron exprimées avec ces unités; on a (p. 2) :

$$W = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E_{\text{ekV}}}{511} + 1; \quad (62)$$

$$\eta = \frac{\hbar R}{1704} = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \beta W. \quad (63)$$

Donc :

$$W = \sqrt{1 + \eta^2}; \quad dW = \frac{\eta}{W} d\eta = \beta d\eta; \quad (64)$$

$$W \sqrt{W^2 - 1} = \frac{W}{\eta} = \frac{1}{\beta}. \quad (65)$$

Fermi obtenait pour la probabilité d'émission d'un électron dont l'énergie est comprise entre W et $W + dW$:

$$P(W)dW = F(W, Z)SdW$$

où :

$$F(W, Z) = \left[\frac{4}{\Gamma(1+2s)^2} \right] (2\eta r_0)^{2s-2} e^{\pi\gamma \frac{W}{r_1}} \left| \Gamma\left(s + i\gamma \frac{W}{r_1}\right) \right|^2 \quad (66)$$

en supposant nulle la masse du neutrino ⁽¹⁾ ($\gamma = \frac{Z}{137}$,

$s = \sqrt{1 - \gamma^2}$, r_0 : rayon nucléaire) et :

$$S = G^2 |M|^2 (W_0 - W)^2 \sqrt{W^2 - 1} W dW. \quad (67)$$

S est généralement appelé « facteur statistique » ; un tel facteur se présente toujours dans l'expression de la distribution d'énergie entre deux particules et est proportionnel au nombre d'états dans lesquels chaque particule peut être trouvée.

2. Règles de sélection. — L'élément de matrice M figurant dans le facteur statistique dépend seulement du mouvement

⁽¹⁾ $F(Z, W)$ représente l'influence du champ coulombien nucléaire sur l'énergie de distribution et devient voisin de l'unité pour les éléments légers. L'expression de $P(W)$ est plus compliquée si l'on suppose différente de zéro la masse μ du neutrino. Si μ était égal à m la répartition serait symétrique, avec le maximum au milieu du spectre, ce qui n'est pas vérifié par l'expérience ; en outre la courbe de répartition atteindrait, dans ce cas, la limite supérieure W_0 avec une tangente verticale, ce qui est également contraire à l'expérience (HENDERSON. *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **31** (1935), 285) ; par contre si $\mu \ll m$ le maximum est déplacé vers les basses énergies et la courbe atteint W_0 avec une tangente horizontale. D'autre part, des considérations sur la stabilité d'éléments isobares dont les nombres atomiques diffèrent d'une unité montrent que μ ne peut être supérieur à $\frac{m}{5}$ (μ doit être différent de zéro pour que des paires d'isobares stables telles que $\{^{113}_{48}\text{Cd}, ^{113}_{49}\text{In}\}$ puissent exister, mais Bethe a montré que leur nombre devrait être beaucoup plus élevé (on n'en connaît, actuellement, que trois) si μ était voisin de m).

du neutron initial et du proton produit et, en particulier, des nombres quantiques azimutaux de ces deux états de la particule lourde. Des considérations de symétrie montrent que ce terme est égal à l'unité si les moments angulaires sont égaux et s'annule dans tous les autres cas. Le spin total du noyau étant la résultante des moments angulaires de ses constituants, la probabilité de transition n'est donc différente de zéro que si le noyau produit a même spin que le noyau primitif :

$$\Delta i = 0. \quad (68)$$

Selon Gamow et Teller ⁽¹⁾ cette règle doit être modifiée si l'on tient compte de la possibilité d'inversion du spin de la particule lourde durant la désintégration β . Dans ce cas les transitions permises sont celles pour lesquelles

$$\Delta i = 0 \text{ ou } \pm 1. \quad (69)$$

L'une et l'autre de ces règles ne sont d'ailleurs pas absolument strictes, les formules générales ayant été obtenues avec certaines approximations. Au cours des calculs on est amené à supposer, pour simplifier, que la longueur d'onde de De Broglie (λ) de l'électron et celle du neutrino sont infiniment grandes devant le rayon du noyau (r_0) ; or si $\Delta i \neq 0$ la probabilité des transitions correspondantes n'est pas rigoureusement nulle mais simplement réduite d'un facteur $\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^{2\Delta i}$ (soit, pour des rayons β d'énergie moyenne, $\simeq \left(\frac{1}{100}\right)^{2\Delta i}$) ; d'autre part, la vitesse du neutron et du proton n'étant pas nulle la correction relativiste correspondante jouera aussi pour augmenter la probabilité des transitions défendues et le facteur de réduction devient $\left(\frac{1}{100}\right)^{\Delta i}$.

On sait qu'antérieurement au mémoire original de Fermi,

(1) GAMOW et TELLER. *Phys. Rev.*, **49** (1936), 895.

Sargent ⁽¹⁾ avait remarqué qu'en portant le logarithme de la constante radioactive des éléments β -radioactifs en fonction de l'énergie maximum W_0 des spectres continus correspondants les points expérimentaux se disposent sur deux courbes sensiblement parallèles séparées de deux unités sur l'échelle logarithmique (fig. 25, p. 131).

D'après ce qui précède il paraît naturel de considérer les transitions représentées sur la courbe supérieure comme permises; la deuxième courbe correspond aux transitions « simplement défendues » et l'on conçoit l'existence de courbes inférieures correspondant aux transitions « doublement défendues », « triplement défendues », etc...

3. Généralisations de la théorie de Fermi; difficultés d'application à différents problèmes. — Même en supposant nulle la masse du neutrino l'asymétrie obtenue pour la courbe de distribution n'est pas suffisante pour avoir un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux. La situation peut être nettement améliorée en introduisant dans l'expression de l'interaction des dérivées des fonctions d'onde de l'électron et du neutrino. On peut voir sans difficultés que si l'on désire un déplacement du maximum de la courbe vers les basses énergies il faut introduire une dérivée de φ d'ordre plus élevé que la dérivée de ψ ; on ne peut cependant prendre des dérivées d'ordre élevé, car on obtiendrait alors un maximum trop aigu ⁽²⁾ et la variation de la constante radio-

⁽¹⁾ SARGENT. *Proc. Roy. Soc*, A, **139** (1933), 659.

⁽²⁾ On peut remarquer qu'en introduisant dans l'interaction des dérivées de φ la courbe arrivera toujours (même pour $\mu \neq 0$) vers la limite supérieure avec une tangente horizontale, sensiblement comme $(W_0 - W)^{3/2}$ si $\mu = m$ et comme $(W_0 - W)^4$ si $\mu = 0$; il semble que l'hypothèse de μ très petit conduit à un meilleur accord avec l'expérience.

active avec l'énergie serait beaucoup plus rapide que ne l'indique l'expérience ⁽¹⁾.

Konopinski et Uhlenbeck ⁽²⁾ ont étudié le cas où seule est introduite dans l'interaction la dérivée de φ (interaction 0, 1) ⁽³⁾; $(W_0 - W)^2$ est alors remplacé par $(W_0 - W)^4$ dans l'expression du facteur statistique. De même ⁽⁴⁾ les interactions (1, 2) et (2, 3) conduisent à remplacer $(W_0 - W)^2$ par $(4W^2 - 1)$ $(W_0 - W)^6$ et $[(4W^2 - 1)^2 - 4W^2] (W_0 - W)^8$.

On peut ainsi se rapprocher davantage des résultats expérimentaux, mais le choix de l'interaction est alors beaucoup plus entaché d'arbitraire.

Quelle que soit la fonction hamiltonienne choisie, la constante g de (61) mesure, en quelque sorte, l'interaction entre particules lourdes et particules légères. Or, connaissant $P(W)$, on peut calculer (en fonction de g et de W_0) l'expression de la période d'un élément β -radioactif et en déduire la valeur de g . Fermi trouve, approximativement, $g = 4.10^{-49} \text{ erg.cm}^3$ ⁽⁵⁾.

L'extrême petitesse de cette constante, correspondant à la longue durée des désintégrations β par rapport aux périodes nucléaires (évaluées, par exemple, au moyen des fréquences

⁽¹⁾ L'examen des courbes de Sargent montre que, dans le domaine des grandes énergies ($E_0 \gg m_0c^2$), la constante radioactive λ croît sensiblement comme E_0^6 ; or, si l'on utilise l'interaction où figure la dérivée d'ordre m de ψ et la dérivée d'ordre n de φ , λ est proportionnel (dans le même domaine d'énergie) à E_0^{6+m+n} , à ce point de vue l'interaction choisie par Fermi conduit donc au meilleur résultat.

⁽²⁾ KONOPINSKI-UHLENBECK. *Phys. Rev.*, **48** (1935), 7.

⁽³⁾ On caractérise généralement l'interaction utilisée en indiquant l'ordre des dérivées employées; l'interaction de Fermi est alors désignée par (0, 0), celle de K.U. par (0, 1), etc...

⁽⁴⁾ KONOPINSKI-UHLENBECK. *Phys. Rev.*, **48** (1935), 107; cf. aussi HOYLE (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **33** (1937), 277).

⁽⁵⁾ Si l'on introduit dans l'interaction des dérivées de ψ et de φ d'ordre a et b , g s'exprime en erg.cm^{3+a+b} ; cette constante est approximativement égale à $10^{-60} \text{ erg.cm}^4$ si l'on emploie l'interaction K. U.

des rayons γ), conduit à de très sérieuses difficultés si l'on veut ensuite utiliser la théorie pour l'étude de l'interaction des particules lourdes entre elles (et, par conséquent, de la stabilité des noyaux¹), le calcul de leur moment magnétique, ou l'explication des gerbes produites par les rayons cosmiques⁽¹⁾.

C'est pour tenter de résoudre ces difficultés que Yukawa⁽²⁾ et plusieurs autres théoriciens⁽³⁾ ont admis l'existence d'un « électron lourd » (« mésoton » de Bohr), de masse voisine de $200 m_0$, d'ailleurs observé ensuite par différents expérimentateurs⁽⁴⁾ dans la composante pénétrante du rayonnement cosmique. Il est vraisemblable que l'introduction de ce mésoton dans l'interaction entre particules lourdes conduira, dans un avenir proche, à modifier profondément notre conception de la désintégration β .

(1) Il faut cependant signaler que TAMM (*Phys. Zeits. d. Sowjetu.*, **10** (1936), 567) a essayé de généraliser les résultats obtenus par Fermi en supposant que le champ virtuel électron-neutrino ne peut être complètement décrit au moyen d'un champ de quadrivecteurs (comme l'est le champ électromagnétique), mais qu'il convient d'y adjoindre un tenseur antisymétrique : en choisissant convenablement les constantes arbitraires qui interviennent, il est possible, d'après cet auteur, d'obtenir des résultats satisfaisants pour les problèmes envisagés ; il est malheureusement inutile de souligner le caractère arbitraire d'un tel procédé.

D'autre part, SOLOMON (*Journ. Phys.*, **8** (1937), 179 et 433), introduisant un opérateur qui généralise les diverses formes d'interaction proposées, a montré qu'il était possible d'échapper aux difficultés paraissant insurmontables pour la théorie de Fermi ; cependant la forme précise que doit prendre cet opérateur nouveau reste, pour une large part, inconnue.

(2) YUKAWA. *Proc. Phys. Math. Soc. Japon*, **17** (1935), 48 ; **19** (1937), 1084 ; **20** (1938), 319 et 720.

(3) KEMMER. *Proc. Roy. Soc., A*, **166** (1938), 127 ; FRÖLICH-HEITLER-KEMMER. *Idem.*, 154 ; BHABHA. *Idem.*, 501 ; HEITLER. *Idem.*, 529.

(4) ANDERSON et NEDDERMEYER. *Phys. Rev.*, **50** (1936), 263 ; STREET et STEVENSON. *Phys. Rev.*, **52** (1937), 1003 ; WILLIAMS et PICKUP. *Nature*, **141** (1938), 684 ; CORSON et BRODE. *Phys. Rev.*, **53** (1938), 215 ; RUHLIG et CRANE. *Idem.*, 266

4. Comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques. — On peut utiliser les relations (66) et (67) pour comparer les prévisions théoriques avec la courbe expérimentale de répartition ⁽¹⁾; il est commode de construire cette courbe en adoptant l'échelle des quantités de mouvement au lieu de celle des énergies, la courbe correspondante passant alors nécessairement par l'origine ⁽²⁾. En utilisant la valeur de $F(Z, W)$ calculée par Fermi pour $\gamma = 0,6$ ($Z = 82,2$) on trouve que le nombre n d'électrons émis avec une quantité de mouvement comprise entre η et $\eta + d\eta$ est proportionnel à $\eta(1 + 0,355\eta)(W_0 - W)^\lambda$ (70), λ étant égal à 2 si l'on emploie l'interaction Fermi et à 4 avec l'interaction K. U.

Si l'on examine l'allure du diagramme obtenu en portant en abscisses W (ou $E = 511(W - 1)$) et en ordonnées $\left[\frac{n}{\eta(1 + 0,355\eta)}\right]^{1/\lambda}$, on trouve, en utilisant la courbe de la figure 21, p. 103, qu'il est bien linéaire pour $40 < E < 300$ ekV ($700 < HR < 2100$) si $\lambda = 4$; par contre le nombre d'électrons lents observés est plus grand que celui prévu par la théorie ⁽³⁾. Si l'on extrapole la partie rectiligne

⁽¹⁾ Cette comparaison est surtout valable pour des transitions permises (telles que celle de $\text{Th B} \xrightarrow{\beta} \text{C}$). On doit s'attendre à ce que la courbe théorique soit différente pour des transitions interdites (telles que celle de $\text{Ra E} \xrightarrow{\beta} \text{F}$); le nombre d'électrons lents, en particulier, doit être plus faible dans ce cas.

⁽²⁾ Si l'on connaît le nombre $N(W)dW$ d'électrons émis avec une énergie comprise entre W et $W + dW$, on obtient le nombre $n(\eta)d\eta$ d'électrons émis avec une quantité de mouvement compris entre η et $\eta + d\eta$ en considérant l'intervalle $d\eta$ correspondant à dW ; d'après (64), p. 109, $dW = \beta d\eta$ donc $n = \beta N$ et $n \rightarrow 0$ quand $W \rightarrow 1$ ($\beta = 0$).

⁽³⁾ On peut d'ailleurs remarquer que la comparaison avec la théorie ne peut être précise en utilisant un diagramme où les ordonnées sont proportionnelles à la racine quatrième de n , mais après avoir obtenu E_K on peut construire la courbe de distribution théorique et la comparer directement à la courbe expé-

on trouve une énergie maximum E_K de 436 ekV ($HR = 2\ 660$) alors que E_0 (expérimental) = 341 ekV. Plusieurs auteurs ont déjà observé, pour différents spectres β , un écart aussi important, explicable par le fait que le contact avec l'axe des abscisses défini par la formule de K. U. est du quatrième ordre.

H. O. W. Richardson ⁽¹⁾ a signalé qu'on pouvait rendre compte de la forme des spectres β émis par Ra E, ^{32}P et Th C en admettant une combinaison linéaire de termes du type Fermi et du type K. U. ; il ne semble pas que l'application de cette méthode conduise à un résultat satisfaisant dans le cas actuel ⁽²⁾.

mentale ; nous avons trouvé ainsi que n'_i (courbe de la fig. 21) est 40 o/o plus élevée que la valeur théorique pour $HR = 300$.

⁽¹⁾ RICHARDSON. *Nature*, **139** (1937), 505 ; *Proc. Roy. Soc., A*, **161** (1937), 447 et *loc. cit.*, 118.

⁽²⁾ PEIERLS (*Proc. Roy. Soc., A*, **161** (1937), 452) a d'ailleurs fait remarquer que les termes d'ordre différent n'étant pas de mêmes dimensions il faut, pour rendre la combinaison linéaire homogène, introduire dans le rapport des coefficients une longueur $\frac{h}{mc}$ dont la présence dans la formule fondamentale de la désintégration β paraît bien improbable.

QUATRIÈME PARTIE

SYSTEMES DE NIVEAUX ÉNERGÉTIQUES NUCLÉAIRES

CHAPITRE PREMIER

Le coefficient de conversion interne.

1. Probabilité des transitions nucléaires — On peut classer les différentes transitions d'un noyau excité s'accompagnant d'émission de rayonnement γ suivant le degré de symétrie du champ de rayonnement (ou, ce qui revient au même, suivant le moment angulaire du quantum γ émis) en transitions de dipôle, quadrupôle, octopôle, etc.

Le type de rayonnement est lié au changement du moment angulaire i du système émetteur : pour $\Delta i = \pm 1$ il y a toujours émission de dipôle ; pour $\Delta i = 0$ ou ± 2 (excepté la transition $i = 0 \rightarrow i = 0$ pour laquelle tout rayonnement est exclu), émission de quadrupôle ; pour $|\Delta i| > 2$, émission d'octopôle ou d'ordre plus élevé.

La probabilité d'une transition dipolaire $m \rightarrow n$ est donnée par la formule :

$$P_{m,n}^d = \frac{64\pi^4 Z^2 e^2 \nu_{m,n}^3}{3hc^3} |r_{m,n}|^2 \quad (71)$$

où $\nu_{m,n}$ est la fréquence du quantum γ émis, $Ze |r_{m,n}|$ l'élément de matrice correspondant au moment dipolaire du système. Comme les fonctions d'onde correspondant aux particules nucléaires ne sont pas connues, on ne peut évaluer qu'une limite supérieure de la probabilité de transition ; en

utilisant la relation générale de mécanique ondulatoire $\sum_m (E_m - E_n) |x_{m,n}|^2 \leq \frac{\hbar^2}{8\pi^2 M}$ et les relations analogues en y et en z , on peut démontrer l'inégalité $|r_{m,n}|^2 \leq \frac{\hbar^2}{8\pi^2 M(E_m - E_n)}$ et l'expression (71) devient :

$$P_{m,n}^d \leq \frac{8\pi^2 Z^2 e^2}{3Mc^3 \hbar^2} (\hbar \nu_{m,n})^2. \quad (72)$$

Si la longueur d'onde λ du rayonnement est beaucoup plus grande que le rayon r_0 du système émetteur (ce qui est le cas pour l'émission γ nucléaire), les probabilités relatives d'émission diminuent rapidement avec le degré de symétrie suivant le facteur $\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^{2\Delta_i}$. On doit ainsi s'attendre à ce que, pour le rayonnement du noyau comme pour celui de l'atome, seule la transition dipolaire présente quelque importance; or, l'étude expérimentale de l'intensité des groupes α de long parcours et des rayonnements γ correspondants, ainsi que l'étude de la conversion interne, montrent que les transitions quadrupolaires ont une importance beaucoup plus grande que ne le prévoit la théorie. On peut songer à expliquer ce fait en remarquant que si le noyau est formé de particules α seulement (1) ou, plus généralement, d'une seule sorte de particules (2) (de sorte que le centre de masse et le centre électrique coïncident), les moments dipolaires peuvent s'annuler complètement ou, tout au moins, être considérablement réduits et les règles de sélection peuvent être inversées. Cependant les conceptions actuelles de la constitution nucléaire permettent difficilement d'accepter cette explication et l'importance des transitions quadrupolaires pose un problème qui semble loin d'être résolu.

2. Conversion interne. — On sait que l'échange d'énergie entre un noyau excité et un électron atomique se présente

(1) GAMOW et DELBRÜCK. *Zeits. für Physik*, **72** (1931), 492.

(2) TAYLOR et MOTT. *Proc. Roy. Soc., A.*, **138** (1932), 665.

de manière très différente suivant que la distance du noyau à l'électron est grande ou petite par rapport à la longueur d'onde du rayonnement absorbé. Dans le premier cas il s'agit de l'effet photoélectrique ordinaire et l'on peut parler d'un quantum émis par le noyau et absorbé par l'électron ; dans le second cas il est plus correct de traiter le problème comme correspondant à l'interaction directe entre l'électron et le noyau excité. Le cas de la conversion interne est intermédiaire entre ces cas limites puisque nous avons vu que la longueur d'onde des rayons γ et la dimension des orbites électroniques sont du même ordre de grandeur ; les calculs, nécessairement plus compliqués dans ce cas, doivent être basés sur la théorie relativiste de Dirac puisque les électrons voisins du noyau dans les atomes lourds ont des vitesses comparables à celle de la lumière. Ces calculs ont été développés par Hulme ⁽¹⁾ pour la radiation de dipôle et par Taylor et Mott ⁽²⁾ pour la radiation de quadrupôle ; le noyau est alors assimilé à un dipôle ou à un quadrupôle électrique infiniment petit placé au centre de l'atome. La quantité nécessaire pour la comparaison avec l'expérience est le coefficient de conversion interne $\alpha_{m,n}$, rapport entre la probabilité $s_{m,n}$ d'émission d'un électron et la probabilité totale $p_{m,n}$ de la transition nucléaire $m \rightarrow n$. Si $g_{m,n}$ représente la probabilité d'émission hors de l'atome d'un photon $h\nu_{m,n}$, on a :

$$\alpha_{m,n} = \frac{s_{m,n}}{p_{m,n}} = \frac{s_{m,n}}{s_{m,n} + g_{m,n}} \quad (73)$$

$s_{m,n}$ est d'ailleurs la somme des probabilités partielles correspondant aux différents niveaux d'où peut être extrait

⁽¹⁾ HULME. *Proc. Roy. Soc., A.*, **138** (1932), 643. Des calculs analogues avaient déjà été faits par SWIRLESS (*Proc. Roy. Soc., A.*, **116** (1927), 491 ; **121** (1928), 447) et CASIMIR (*Nature*, **126** (1930), 953) mais avec des approximations conduisant à des résultats moins précis que ceux de Hulme.

⁽²⁾ *Loc. cit.*, p. 118.

l'électron : $s_{m,n} = {}^k s_{m,n} + {}^{L1} s_{m,n} + \dots$; il en résulte que $\alpha_{m,n} = {}^k \alpha_{m,n} + {}^{L1} \alpha_{m,n}$ et que le rapport :

$$\delta_{m,n} = \frac{\text{nombre total d'électrons émis}}{\text{nombre de quanta } h\nu_{m,n} \text{ émis}} = \frac{s_{m,n}}{g_{m,n}} = \frac{\alpha_{m,n}}{1 - \alpha_{m,n}} \quad (74)$$

Si l'on envisage seulement les électrons extraits du niveau K, par exemple, on a :

$${}^k \delta_{m,n} = \frac{{}^k b_{m,n}}{g_{m,n}} = \frac{{}^k \alpha_{m,n}}{1 - \alpha_{m,n}},$$

d'où :

$$\delta_{m,n} = {}^k \delta_{m,n} + {}^{L1} \delta_{m,n} + \dots$$

Ce sont ces rapports ${}^k \delta_{m,n} \dots$ qui sont mesurés expérimentalement et (contrairement à l'opinion ancienne), ce sont eux aussi que fournissent les calculs théoriques ⁽¹⁾.

Les résultats expérimentaux ⁽²⁾ se répartissent approximativement sur deux courbes distinctes (fig. 23, p. 121), la première voisine de la courbe théorique correspondant au rayonnement d'un dipôle, la seconde nettement au-dessus de la courbe du quadrapôle (particulièrement pour $h\nu < 400 \text{ eV}$).

⁽¹⁾ TAYLOR et MOTT. (*Proc. Roy. Soc., A.*, **142** (1933), 215) ont en effet montré que si g_0 représente la probabilité qu'un noyau émette un quantum $h\nu$ en absence d'électrons périphériques et si g représente la même probabilité pour le noyau de l'atome complet on a très sensiblement $g = g_0$ et non $g = g_0 - b$ comme on l'admettait antérieurement (il y a « réaction » des électrons périphériques sur le noyau) ; or le calcul conduit à l'évaluation de $\frac{b}{g_0}$. Contrairement à ce que l'on doit attendre pour α , il est évident que δ peut être supérieur à l'unité.

⁽²⁾ Les principales déterminations expérimentales du coefficient de conversion interne sont celles de ELLIS et ASTON (*Proc. Roy. Soc., A.*, **129** (1930), 188) sur $\text{Ra B} \xrightarrow{\beta} \text{C}$ et $\text{Ra C} \xrightarrow{\beta} \text{C}'$, celles de STAHEL et JOHNER (*Journ. Phys.*, **5** (1934), 97) sur le rayonnement γ du Ra, celle de GRAY et O'LEARY (*Nature*, **123** (1924), 568) sur Ra D (conversion L), ainsi que les mesures d'intensité de groupes homogènes de rayons α émis par Th C et des raies β correspondantes (BOWDEN et LEWIS. *Proc. Roy. Soc., A.*, **145** (1934), 235 ; ELLIS. *Proc. Roy. Soc., A.*, **138** (1932), 318 ; ELLIS-MOTT. *Proc. Roy. Soc., A.*, **141** (1933), 502).

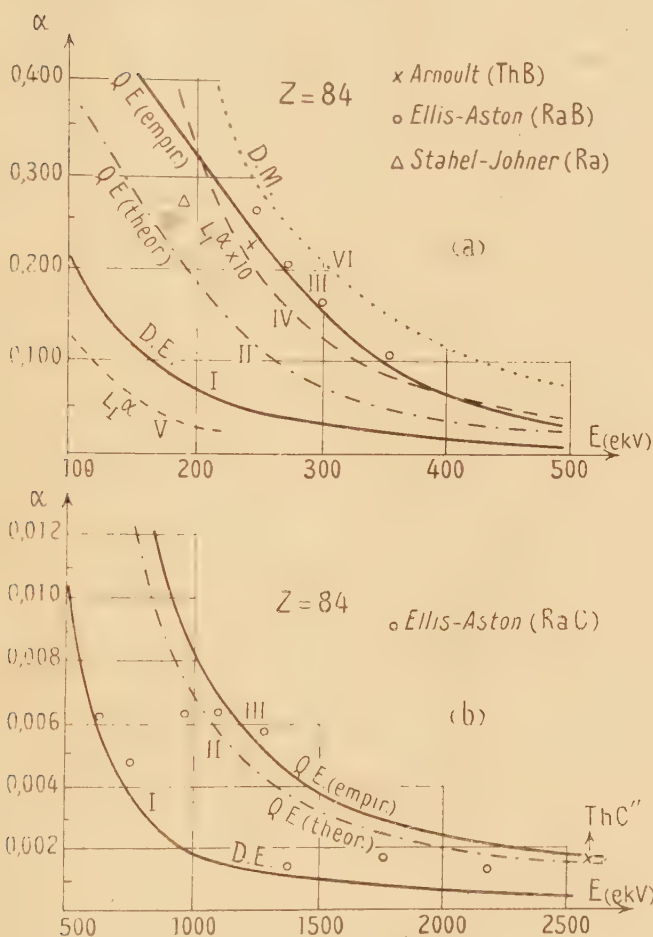


Fig. 23. — I. Coefficient de conversion interne dans le niveau K pour un rayonnement de dipôle électrique (courbe théorique); II et III. *Id.* pour un rayonnement de quadrupôle électrique (courbe théorique et courbe empirique); VI *Id.* pour un rayonnement de dipôle magnétique; IV et V. Coefficient de conversion interne dans le niveau L_1 (rayonnement de dipôle ou de quadrupôle électrique).

C'est pour expliquer cet écart que Fisk et Taylor ⁽¹⁾ ont suggéré qu'une partie du rayonnement pouvait correspondre à l'émission d'un dipôle, quadrupôle ou octopôle magnétique, pour lesquels le coefficient de conversion interne est beaucoup plus élevé (C. VI, fig. 23 : $\kappa\alpha$ pour dipôle magnétique). La part des termes magnétiques étant cependant difficile à apprécier, Hulme et ses collaborateurs ⁽²⁾ ont proposé d'utiliser les deux courbes empiriques fournies par l'ensemble de tous les résultats expérimentaux.

Les valeurs de α utilisées au chapitre suivant sont celles de la courbe empirique ⁽³⁾ pour le rayonnement de quadrupôle et de la courbe théorique pour le rayonnement de dipôle.

Nous avons également représenté dans la figure 23 la variation de $_{L_1}\alpha$ (coefficient de conversion interne dans le niveau L_1), d'après les calculs de Fisk ⁽⁴⁾; pour les rayonnements de grande énergie, $_{L_1}\alpha$ a pratiquement la même valeur pour un rayonnement de dipôle ou de quadrupôle; il augmente rapidement pour des énergies inférieures à 100 ekV, sans que $_{L_1}\alpha(Q)$ devienne beaucoup plus grand que $_{L_1}\alpha(D)$ (0,82 et 0,74 pour $E = 40$ ekV).

Hulme ⁽⁵⁾ a montré que pour des rayonnements de très grande énergie on avait, asymptotiquement :

$$\kappa\alpha : _{L_1}\alpha : _{L_{II}}\alpha : _{L_{III}}\alpha = 6,7 : 1 : 0,008 : 0,044 ;$$

un calcul direct fait pour $E = 720$ ekV, lui a donné, pour

⁽¹⁾ FISK et TAYLOR. *Proc. Roy. Soc.*, **146** (1934), 178. La question a été ultérieurement examinée de nouveau par TAYLOR (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **32** (1936), 291).

⁽²⁾ HULME-MOTT-OPPENHEIMER-TAYLOR. *Proc. Roy. Soc., A.*, **155** (1936), 315.

⁽³⁾ Nous avons utilisé, pour des énergies de 150 à 300 ekV, une courbe empirique correspondant à des valeurs inférieures à celles proposées par Hulme et ses collaborateurs qui utilisaient pour s_F la valeur 0,25 obtenue par Gurney.

⁽⁴⁾ FISK. *Proc. Roy. Soc.*, **143** (1933), 674.

⁽⁵⁾ *Loc. cit.*, p. 119.

un rayonnement de dipôle : $_{K}\alpha : _{I_I}\alpha = 7,0 : 1$ et, pour un rayonnement de quadrupôle, Fisk a trouvé que ce rapport reste sensiblement constant jusqu'à $E = 250$ ekV. Les valeurs expérimentales confirment généralement ces prévisions théoriques ⁽¹⁾ ; il faut cependant noter qu'on observe fréquemment des rapports $_{L_{II}}\alpha : _{L_{III}}\alpha$ supérieurs à l'unité.

(¹) On peut voir, par exemple, au tableau III, p. 58, que le rapport $_{K}\alpha : _{L_I}\alpha$, pour un rayonnement de 237 ekV, est de l'ordre de $7,2 \pm 1$.

CHAPITRE II

Niveaux énergétiques nucléaires de Th C.

1. Excitation d'un niveau. — Nous avons vu au chapitre précédent (form. 73) que le nombre s d'électrons émis, à chaque désintégration, par conversion dans un niveau déterminé (K, par exemple) d'un rayonnement $h\nu_{m,n}$ est égal à $p_{m,n} \kappa \alpha_{m,n}$. Le rapport $\frac{s}{\alpha}$ doit donc être inférieur à l'unité et cette condition permet souvent de déterminer la nature du rayonnement étudié; on voit, par exemple, au tableau VIII, p. 126, que γ_F ne peut être un rayonnement de dipôle (¹).

La transition $m \rightarrow n$ peut suivre immédiatement la transformation β (probabilité a_m) ou être précédée du passage d'un état plus excité à l'état m ; a_m est l'« excitation » du niveau considéré et peut s'obtenir par différence des proba-

(¹) Nous avons vu que plusieurs raies devaient être considérées comme produites chacune par la conversion de différents rayonnements γ . La valeur de s correspondant à chaque conversion a été calculée en adoptant pour le rapport des coefficients de conversion interne les valeurs théoriques de Hulme. La raie F_α , par exemple, doit être considérée comme due à la conversion de γ_{D_f} , γ_{D_g} et γ_{F_α} (tabl. III, p. 58). L'intensité de la raie D_f n'étant que de 0,07 on doit penser que la conversion M_I de γ_{D_f} a une intensité extrêmement faible; par contre, celle de D_g étant de 0,49 la conversion L_I de γ_{D_g} doit avoir une intensité de l'ordre de 0,07; il reste donc 0,19 pour la conversion K de γ_{F_α} (pour $I_F = 76,9$). On voit, par un raisonnement analogue, que toute l'intensité de la raie F est pratiquement due à la conversion K de γ_F et celle de J_α à la conversion N du même rayonnement. Nous avons déjà signalé que la grande intensité de la raie J reste inexploitée.

bilités de « départs » et d' « arrivées » : $a_m = \sum_i p_{m,i} - \sum_j p_{j,m}$.

Pour l'ensemble de tous les états excités du noyau formé on doit donc avoir $\sum_m a_m = 1$.

Si λ est la constante de désintégration du noyau initial A, les constantes partielles correspondant aux différentes possibilités de désintégration β sont $\lambda_0 = \lambda a_0$, $\lambda_1 = \lambda a_1$, etc... L'énergie maximum des spectres β correspondants étant E_0 , 1E_0 , ${}^{11}E_0$..., λ_j et jE_0 doivent satisfaire à l'une des relations représentées par les courbes de Sargent. Nous avons vu que ces relations dépendent du changement de spin nucléaire pendant la désintégration β (règles de sélection de Fermi ou de Gamow et Teller) ; les nombres quantiques associés aux différents niveaux doivent donc, d'une part, être en accord avec ces règles de sélection et, d'autre part, permettre de retrouver le caractère (dipolaire ou quadrupolaire) du rayonnement électromagnétique correspondant à une transition quelconque. En tenant compte aussi de la condition $\sum a_m = 1$ et des renseignements que l'étude de la structure hyperfine des spectres optiques fournit sur la valeur du spin des noyaux dans l'état fondamental ⁽¹⁾, il est généralement possible de déterminer sans ambiguïté la position relative et le spin des niveaux énergétiques d'un noyau.

On désignera dans ce qui suit par i_0 (Th C) et a_0 (Th C) le spin et l'excitation du niveau fondamental (A_0) de Th C, par i_{III} (Th C'') et a_{III} (Th C'') ceux du troisième état excité (niveau A_{III}) de Th C'', etc... La discussion montrant que les règles de sélection de Fermi sont trop restrictives, nous avons adopté celles proposées par Gamow et Teller.

⁽¹⁾ De nombreux travaux ont montré que le spin est nul si le nombre et la masse atomiques sont pairs (Th B, Th C', Th D) et différent de zéro dans les autres cas (Th C, Th C'').

2. Transformation Th B $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C. — D'après le tableau II, p. 54, on a :

$$\gamma_E + \gamma_H \simeq \gamma_{D_f} + \gamma_{F_a} \simeq \gamma_{D_g} + \gamma_F \simeq 412 \text{ ekV};$$

aucun autre rayonnement γ de plus grande énergie n'ayant été observé avec des champs magnétiques plus intenses que celui dont nous disposions, on doit donc admettre l'existence de 4 niveaux d'excitation pour le noyau de Th C formé et seules des considérations d'intensité peuvent permettre de choisir entre les 8 schémas possibles.

TABLEAU VIII
Transformation Th B $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C.

Nom de la raie β	Inten- sité électro- nique relative	s (nombre d'élec- trons émis par désinté- gration)	Energie du quan- tum	κ^2		$p = s, \alpha$	
				Dip.	Qua- drip.	Dip.	Qua- drip.
E	0,97	0,0021 ⁽²⁾	113,8	$L_1\alpha(D) \simeq L_1\alpha(Q)$ $= 0,107$		0,020	
D _f	0,09	0,0002	163,1	0,104	0,374	0,002	0,0005
D _g	0,63	0,0014	175,3	0,090	0,352	0,015	0,004
F	100	0,222 ⁽²⁾	237,1	0,050	0,242	4,44	0,917
F _a	0,25 ⁽¹⁾	0,0006	249,5	0,046	0,223	0,013	0,003
H	3,43	0,0076 ⁽²⁾	298,1	0,020	0,154	0,380	0,049

(¹) Cf. page 124.
(²) Valeurs mesurées directement aux compteurs Geiger-Müller (tableau VII, page 107).

Nous voyons au tableau VIII que γ_F est nécessairement un rayonnement de quadrupôle et que la transition A₁ (Th C)

$\rightarrow A_1$ (Th C) se produit dans 917 désintégrations sur 1 000. La transition A_0 (Th B) $\xrightarrow{\beta^-} A_1$ (Th C) est donc certainement permise, i_1 (Th C) = 0 ou 1 et (γ_F étant quadrupolaire) i_0 (Th C) = 2 ou 3.

D'autre part γ_H doit nécessairement être quadrupolaire, sinon $p(\gamma_H)$ serait voisin de 0,38 et la somme des excitations des différents niveaux de Th C serait supérieure à l'unité ; il en résulte que $p(\gamma_H) = 0,049$ et $p(\gamma_E)$ étant voisin de 0,020 (que ce rayonnement soit D. ou Q., car les coefficients de conversion interne dans le niveau L, pour ces deux types de radiation, sont voisins pour une énergie de 114 ekV) on doit nécessairement placer le niveau de départ de γ_E au-dessus du niveau de départ de γ_H ; les transitions $A_{III} \rightarrow A_{II}$ et $A_{III} \rightarrow A_I$ n'ayant jamais été observées (¹), l'excitation du niveau A_{III} a_{III} (Th C) = $p(\gamma_H) - p(\gamma_E) = 0,029$. Il faut alors i_0 (Th C) = 2, sinon la transition A_0 (Th B) $\xrightarrow{\beta^-} A_0$ (Th C) serait doublement défendue, l'excitation a_0 (Th C) serait de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ (d'après la courbe de Sargent (fig. 25, p. 131) pour $E_0 = 578$ ekV) et la somme des excitations serait inférieure à l'unité (²).

On a donc i_0 (Th C) = 2, i_1 (Th C) = 0 et i_{III} (Th C) = 0, 2 ou 4 ; ce ne peut être zéro (car la transition A_0 (Th B) $\xrightarrow{\beta^-} A_{III}$ (Th C) serait alors permise et a_{III} (Th C) serait beaucoup plus

(¹) La première donnerait naissance, par conversion L_I , à une raie de 32,6 ekV (HR = 617) située entre A_b et B, et la seconde à une raie de 44,6 ekV (HR = 726) située entre B_c et B_d .

(²) On a, en effet :

$$\begin{aligned} a_{IV} + a_{III} + a_I &= p(\gamma_E) + p(\gamma_{D_f}) + p(\gamma_{D_g}) \\ &+ [p(\gamma_H) - p(\gamma_R)] + [p(\gamma_F) - p(\gamma_{D_g})] \\ &= p(\gamma_{E_1} - p(\gamma_{E_2})) + p(\gamma_{F_1}) + p(\gamma_{D_f}) = 0,020 \\ &+ 0,049 + 0,917 + p(\gamma_{D_f}) = 0,986 + p(\gamma_{D_f}); \end{aligned}$$

or $p(\gamma_{D_f}) = 0,002$ si le rayonnement est dipolaire et 0,0004 s'il est quadrupolaire.

grand que la différence $p(\gamma_{II}) - p(\gamma_E)$ prévue; en prenant $i_{III}(\text{Th C}) = 4$, la transition $A_0(\text{Th B}) \xrightarrow{\beta} A_{III}(\text{Th C})$ serait, au contraire, représentée sur la quatrième courbe de Sargent et $a_{III}(\text{Th C})$ serait de l'ordre de 10^{-7} . On a donc $i_{III}(\text{Th C}) = 2$.
 Restent les niveaux A_{III} et A_{IV} . La transition $A_0(\text{Th B}) \xrightarrow{\beta} A_{IV}(\text{Th C})$ est certainement permise (sinon $a_{IV}(\text{Th C})$ serait de l'ordre de 10^{-7} et, par conséquent, beaucoup plus petit que $p(\gamma_E) + p(\gamma_{D_f}) + p(\gamma_{D_g})$ même en considérant ces trois rayonnements comme quadrupolaires). On a donc $i_{IV}(\text{Th C}) = 0$ ou 1 ; dans le premier cas γ_{D_g} correspondrait à une transition $0 \rightarrow 0$, absolument défendue en tant que transition donnant naissance à un rayonnement γ ⁽¹⁾; de plus, γ_E , γ_{D_f} et γ_{D_g} seraient alors tous trois quadrupolaires et $a_{IV}(\text{Th C}) = p(\gamma_E) + p(\gamma_{D_g}) + p(\gamma_{D_f})$ serait égal à 0,023, valeur nettement inférieure à celle que l'on peut prévoir pour une transition permise $A_0(\text{Th B}) \xrightarrow{\beta} A_{IV}(\text{Th C})$. On est donc conduit à prendre $i_{IV}(\text{Th C}) = 1$.

Pour le niveau A_{II} , on peut remarquer que, quelle que soit la nature des deux rayonnements γ_{D_f} et γ_{F_u} , $p(\gamma_{F_u})$ étant plus grand que $p(\gamma_{D_f})$, le niveau de départ de γ_{F_u} est celui d'arrivée de γ_{D_f} ; d'autre part, le spin de A_{II} ne peut être égal à l'unité, car la transition $A_0(\text{Th B}) \xrightarrow{\beta} A_{II}(\text{Th C})$ serait permise et (E_0 étant de 329 ekV) a_{II} serait de l'ordre de 0,65; si $p(\gamma_{D_f})$ était très sensiblement égal à $p(\gamma_{F_u})$, a_{II} serait très fai-

(1) Une telle transition peut cependant exister en donnant, par interaction directe du noyau avec les électrons périphériques, un rayonnement β (c'est le cas, bien connu, du rayonnement de 1426 ekV, émis dans la transformation $\text{Ra C} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}'$, dont on connaît les raies β de conversion K, L et M, mais non observable hors de l'atome sous forme de rayonnement électromagnétique; mais nous n'avons, dans le cas actuel, aucune raison de supposer qu'il est impossible d'observer l'émission de γ_{D_f}).

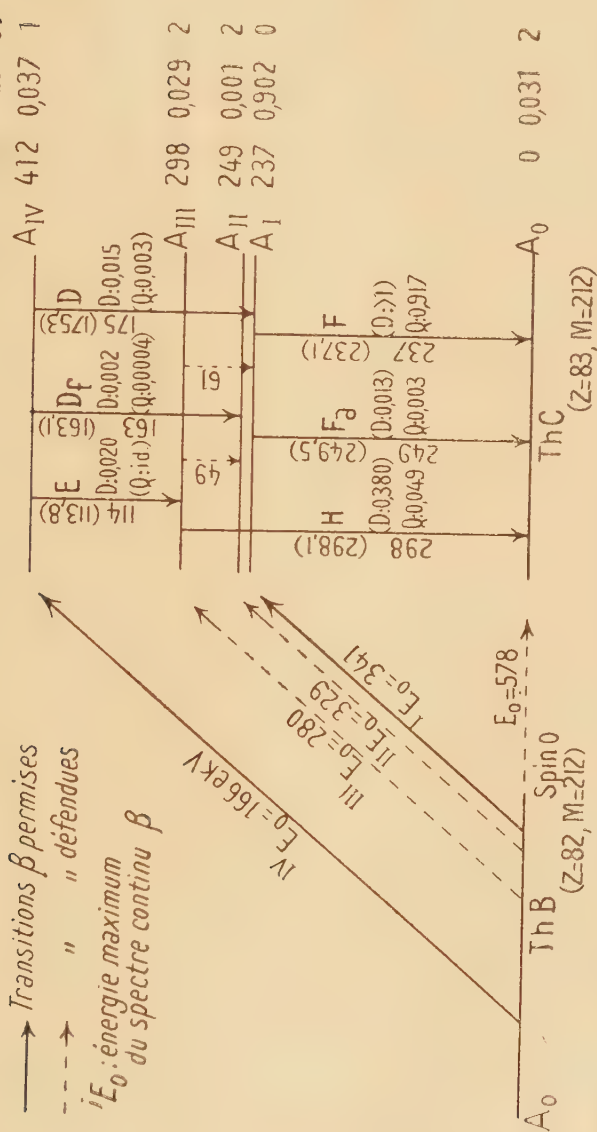


Fig. 24. — Niveaux énergétiques nucléaires de Th C. La probabilité de transition (pour un rayonnement de dipôle et pour un rayonnement de quadrupôle) ainsi que l'énergie du quantum (déduite de l'énergie des niveaux et de l'étude du spectre de conversion) sont indiquées pour chaque transition γ .

ble et la transition $A_0 \text{ (Th B)} \xrightarrow{\beta} A_{II} \text{ (Th C)}$ pourrait correspondre à la troisième courbe de Sargent ($i_{II} \text{ (Th C)} = 3$), mais ceci n'est pas réalisé, quelle que soit la nature de γ_{D_f} . On doit donc prendre $i_{II} \text{ (Th C)} = 2$; il en résulte que γ_{D_f} est dipolaire et γ_{F_a} quadrupolaire. On a alors $p(\gamma_{D_f}) \simeq 0,002$, $p(\gamma_{F_a}) \simeq 0,003$ et $a_{II} \simeq 0,001$, valeur peu éloignée de l'excitation prévue pour une transformation β , d'énergie maximum 329 ekV, correspondant à la deuxième courbe de Sargent.

Cette discussion montre que le schéma proposé par Surugue (dans lequel le niveau de départ de γ_E est celui d'arrivée de γ_H) ne peut être accepté; de même, les valeurs que nous proposons pour le spin des niveaux ne concordent pas avec celles qu'avait obtenues Oppenheimer ⁽¹⁾ sans utiliser les règles de sélection de Gamow et Teller pour les transitions conduisant à ces niveaux ($a_0 \text{ (Th C)} = 1$, $a_I = 3$, $a_{II} = 0$, $a_{IV} = 3$).

Suivant Hulme et ses collaborateurs ⁽²⁾ les transitions entre états faiblement excités de corps à nombre atomique impair (Th-C, Th C'') doivent correspondre à des transitions de multiplets ($\Delta i = 0$) ⁽³⁾; on doit cependant remarquer que plusieurs transitions β seraient alors permises, ce qui conduirait à des valeurs beaucoup trop élevées pour l'excitation des différents niveaux.

D'après le schéma de la figure 24, l'énergie émise à chaque

(1) OPPENHEIMER. *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **32** (1936), 328.

(2) *Loc. cit.*, p. 122.

(3) Ils supposent que le moment angulaire orbital $\vec{l}$ des particules constituant ces noyaux ne change pas, mais que les spins des protons et des neutrons peuvent prendre des positions relatives différentes par rapport à $\vec{l}$. On peut alors prévoir théoriquement que l'énergie d'excitation des états correspondants doit être faible (de l'ordre de 60 ekV) et que, si la particule responsable de la radiation est un proton, le rayonnement émis dans une transition entre deux de ces états doit consister en la superposition de termes de quadrupôle électrique et de dipôle (ou octopôle) magnétique.

désintégration sous forme de rayonnement γ ($\sum p_{m,u} \cdot h\nu_{m,u}$) est de 238 ekV, soit 1,19 calorie par heure pour une source de 1 gramme-Ra-équivalent, de dépôt actif en équilibre; on peut d'ailleurs constater que la somme des probabilités de rayonnement quadrupolaire ($p(\gamma_F) + p(\gamma_{Fa}) + p(\gamma_H)$) est 26 fois plus grande que celle des rayonnements dipolaires ($p(\gamma_{Df}) + p(\gamma_{Dg}) + p(\gamma_E)$).

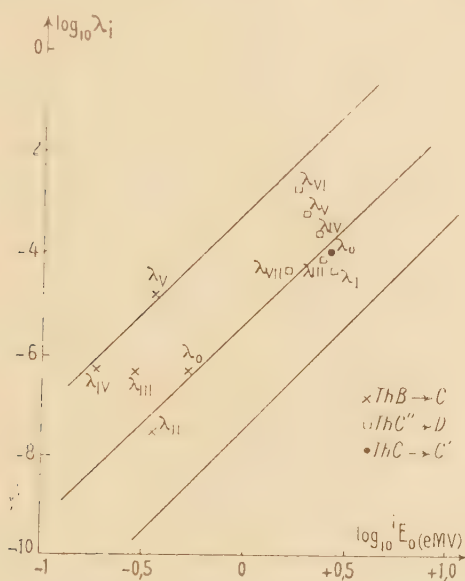


Fig. 25. — Courbes de Sargent et points expérimentaux correspondant aux spectres continus émis dans les désintégrations $\text{Th B} \rightarrow \text{C}$, $\text{Th C} \rightarrow \text{C}'$ et $\text{Th C}'' \rightarrow \text{D}$.

La constante de désintégration de Th B étant de $1,82 \cdot 10^{-5} \text{ sec.}^{-1}$, les constantes partielles correspondant aux 5 transitions β considérées sont $\lambda_0 = 5,6 \cdot 10^{-7}$, $\lambda_I = 164 \cdot 10^{-7}$, $\lambda_{II} = 0,2 \cdot 10^{-7}$, $\lambda_{III} = 5,3 \cdot 10^{-7}$ et $\lambda_{IV} = 6,7 \cdot 10^{-7}$.

On peut constater (fig. 25) que les points du diagramme de Sargent correspondant à ces transitions (à l'exception de $\text{A}_0(\text{Th B}) \xrightarrow{\beta} \text{A}_{III}'(\text{Th C})$) se disposent très sensiblement sur les deux premières courbes.

CHAPITRE III

Niveaux énergétiques nucléaires de Th C''.

1. **Structure fine des rayonnements α .** — En examinant la distribution des intensités entre les groupes constituant la structure fine des rayonnements α de divers éléments, on constate que pour certains d'entre eux (dont le Th C) la structure fine est très nette, tandis que pour d'autres les intensités des groupes ralentis sont si faibles qu'elles se trouvent à la limite des possibilités d'observation. Partant de la formule générale donnant la transparence de la barrière de potentiel qui entoure le noyau, Gamow ⁽¹⁾ a montré que les intensités des divers groupes doivent varier suivant la loi :

$$\text{Log } I_{\alpha_n} = \text{Log } \frac{4h}{\pi r_0^2} - \frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h \sqrt{2m} \sqrt{E_{\alpha_n}}} + \frac{16\pi e \sqrt{m(Z-2)r_0(1-0,001j(j+1))}}{h} \quad \left. \vphantom{\frac{4h}{\pi r_0^2}} \right\} \quad (75)$$

j étant le nombre quantique azimutal de la particule émise. En calculant par cette formule les intensités des groupes ralentis (pour $j = 0$) on obtient des valeurs très faibles et rapidement décroissantes avec l'énergie. L'hypothèse que j est différent de zéro pour certains des niveaux excités conduit à des valeurs encore plus faibles pour les intensités des groupes α correspondants. On doit donc considérer comme normaux les cas où les composantes ralenties de la structure fine sont faibles et supposer que dans la désintégration d'éléments tels que Th C les particules α du groupe fondamental

(1) GAMOW. *Nature*, **131** (1933), 618.

sont émises avec un moment angulaire différent de zéro, ou, en d'autres termes, que le noyau initial et le noyau produit ont des spins différents. Dans ce cas l'intensité du groupe fondamental est considérablement diminuée par rapport à celle des groupes ralentis.

Dans le domaine des éléments stables, où le spin peut être directement mesuré, on connaît un cas où deux noyaux différant seulement par une particule α , $^{209}_{83}\text{Bi}$ et $^{207}_{81}\text{Tl}$ (qui sont précisément les isotopes stables de Th C et Th C'') ont des spins différant de quatre unités. Les spins des noyaux radioactifs n'ont pas été mesurés, mais les irrégularités dans la variation du rayon nucléaire à l'intérieur des diverses familles radioactives obligent à admettre des variations de spin de plusieurs unités précisément pour les transformations α pour lesquelles on observe de fortes intensités des composantes de la structure fine (1). Dans ce cas on peut donc déterminer les nombres quantiques azimutaux des niveaux en considérant la distribution des intensités des différents groupes α en même temps qu'on étudie la nature des rayonnements γ émis.

2. Transformation $\text{Th C} \xrightarrow[\gamma]{\alpha} \text{C}''$. — L'énergie et l'intensité des groupes de structure fine émis dans la désintégration $\text{Th C} \xrightarrow[\gamma]{\alpha} \text{C}''$ ont été mesurées par Rosenblum (2), Rutherford et ses collaborateurs (3) et Lewis et Bowden (4). Les valeurs des intensités relatives données dans la deuxième colonne du tableau IX, p. 135 (et dont nous avons déduit les valeurs

(1) GAMOW. *Nature*, **129** (1932), 470.

(2) ROSENBLUM. *C. R.*, **188** (1929), 1401 ; *Journ. Phys.*, **1** (1930), 438 ; ROSENBLUM et VALADARES. *C. R.*, **194** (1932), 967.

(3) RUTHERFORD, WYNN WILLIAMS et LEWIS. *Proc. Roy. Soc., A.*, **131** (1931), 684 ; **139** (1933), 617.

(4) LEWIS et BOWDEN. *Proc. Roy. Soc.*, **145** (1934), 235.

de l'excitation des niveaux, fig. 26, p. 141) sont celles données par Lewis et Bowden, sauf pour le groupe le plus ralenti, signalé par Rosenblum et non retrouvé par ces auteurs ⁽¹⁾.

La plus récente mesure absolue de vitesse est celle faite par Briggs ⁽²⁾ sur le groupe fondamental émis dans la désintégration $\text{Ra C}' \xrightarrow{\alpha} \text{D}$. Il trouve $(\text{HR})_{\alpha_n} = 399\,277$ ærstedts.cm. ⁽³⁾ (précision : 0,4 0/00). Le calcul de la vitesse et de l'énergie correspondantes fait intervenir le rapport :

$$\mu = \frac{\text{charge de la particule}}{\text{masse au repos}}$$

qui dépend des valeurs adoptées pour les constantes fondamentales. La masse d'une particule α étant celle d'un atome d'hélium doublement ionisé, si N_A représente le nombre d'Avogadro, F le faraday et A^{++} la masse atomique de l'hélium doublement ionisé, on a : $\mu = \frac{2eN_A}{N_A m_{\text{He}^{++}}} = \frac{2F}{A^{++}}$. En

⁽¹⁾ Rosenblum (Origine du rayonnement γ . *Actualités scientifiques*, 34, Paris, 1932) et *C. R.*, 202 (1936), 943) opérait photographiquement, avec des sources particulièrement intenses (5 à 7 mg.-Ra-équivalent- γ) et des temps d'exposition variant de 10 à 15 heures.

Cet auteur a signalé que le groupe α_3 (nous classons ici les groupes par ordre d'énergie décroissante et non par ordre d'intensité) dont l'intensité est environ 2 0/00 de celle du groupe le plus intense (α_1) ne se présente, dans le diagramme de Lewis et Bowden, que comme une raie trois fois plus haute que le fond provenant du ralentissement des groupes intenses de Th C' et Th C plus rapides. L'intensité de α_3 n'étant guère que 0,1 0/00 de celle de α_1 , ce groupe est donc pratiquement impossible à détecter par la méthode de dénombrement individuel qu'ils utilisaient.

⁽²⁾ BRIGGS. *Proc. Roy. Soc., A.*, 157 (1936), 183.

⁽³⁾ Les principales mesures antérieures, sur le même groupe, étaient celles de ROSENBLUM et DUPOUY (*Journ. Phys.*, 4 (1933), 262) : $\text{HR} = 399\,280$ (précision : 1 0/00); BRIGGS (*Proc. Roy. Soc., A.*, 118 (1928), 549) : $\text{HR} = 399\,300$ (1 0/00); RUTHERFORD et ROBINSON (*Phil. Mag.*, 28 (1914552) : $\text{HR} = 398\,300$ (2,50/00).

prenant⁽¹⁾ $\pi = 9\,651 \pm 0,5$ U. E. M. par équivalent-gramme-physique⁽²⁾ et $A^{++} = 4,00391 - 2 \times 0,000549 = 4,00281$ on a $\mu = 4\,822,2$ U. E. M.⁽³⁾; on en déduit, pour le groupe fondamental émis par Ra C' : $v = 1,92149 \cdot 10^9$ cm. En utilisant les rapports $V/V_{0(\text{RaC'})}$ donnés par Lewis et Bowden on obtient les valeurs des énergies indiquées dans la huitième colonne du tableau IX⁽⁴⁾, p. 135; en tenant compte de l'énergie de recul du noyau formé on calcule les énergies de désintégration qui figurent dans la dernière colonne.

On obtient les valeurs possibles de l'énergie d'excitation du noyau de Th C' en formant les différences $E_n - E_0$ (col. 10, tabl. X, p. 137). Toutes les énergies ayant été calculées avec les mêmes valeurs des constantes fondamentales et de $V_{0(\text{RaC'})}$, l'erreur sur les différences dépend principalement de celle commise sur les vitesses relatives $V/V_{0(\text{RaC'})}$, qui est, d'après Lewis et Bowden, de $1/30\,000$. L'erreur sur les énergies étant sensiblement le double et ces énergies étant toutes voisines de $6\,000$ ekV, l'erreur absolue sur les différences peut être de l'ordre de $0,8$ ekV. Cependant la différence d'énergie des deux groupes principaux, $E_1 - E_0$, a été spécialement mesurée par Lewis et Bowden qui utilisaient un champ électrique accélérateur afin que le résultat soit indépendant des constantes fondamentales. Ils ont

(1) BIRGE. *Phys. Rev.*, **33** (1929), 265.

(2) Dans l'« échelle physique » des masses on adopte $^{16}\text{O} = 16$, alors que dans l'« échelle chimique » on prend O (mélange d'isotopes) = 16. L'étude de la proportion des isotopes stables de l'oxygène conduit à la valeur $1,00027$ pour le rapport des masses atomiques physiques aux masses atomiques chimiques. La valeur adoptée pour le faraday correspond donc à $9\,648,9$ U. E. M. par équivalent-gramme-chimique, soit $96\,489$ coulombs absolus ($96\,495$ coulombs internationaux).

(3) Briggs avait pris $\mu = 4\,822,8$, Rosenblum et Dupouy : $\mu = 4\,822,5$.

(4) Lewis et Bowden avaient utilisé, pour la vitesse du groupe fondamental émis par Ra C', l'ancienne valeur de BRIGGS (*Proc. Roy. Soc., A.*, **143** (1934), 604) : $1,922 \cdot 10^9$ cm.

TABLEAU X. — Transformation $\text{Th C} \xrightarrow{\alpha} \text{U}''$

Nom de la raie β	Intensité électronique relative ⁽¹⁾	s (nombre d'électrons émis par désintégration)	Energie du quantum (ekV)	κ^2		$p = s \cdot \lambda$		Transition	Energie d'après les rayonn. α
				Dip.	Quadrup.	Dip	Quadrup.		
A	40,1	0,228 ⁽²⁾	39,82	(1,127, 0,74)	(1,127, 0,82)	0,308	0,278	$A_I \rightarrow A_0$	40,0
B ₀₁	<0,05	—	119,7	0,168	0,474	—	—	$A_V \rightarrow A_{IV}$	(129,6)
[C ₀]	[0,21]	[0,00122]	144,4	0,127	0,415	[0,0006]	0,0029	$A_I \rightarrow A_{III}$	(148,7)
								$A_{III} \rightarrow A_{II}$	144,7
D ₀₂	0,14	0,00081	162,1	0,104	0,376	0,0077	0,0031	$A_{IV} \rightarrow A_{II}$	163,8
E ₀	0,52	0,00290	285,8	0,033	0,170	0,0878	0,0170	$A_V \rightarrow A_{II}$	(293,4)
								$A_{II} \rightarrow A_I$	287,7
J ₀₂	0,117	0,00066	326,2	0,025	0,120	0,0244	0,0051	$A_{II} \rightarrow A_0$	327,7
J ₀₄	(<0,05)	(0,00022)	(429,2)	0,013	0,051	0,0169	0,0043	$A_{III} \rightarrow A_I$	432,4
J ₀₅	(<0,05)	(0,00022)	(449,2)	0,012	0,045	0,0183	0,0048	$A_{IV} \rightarrow A_I$	451,5
J ₀₃	(<0,05)	(0,00009)	(468,3)	0,011	0,040	0,0082	0,0028	$A_{III} \rightarrow A_0$	472,4
J ₀₃	(<0,05)	—	(489,1)	0,010	0,037	—	—	$A_{IV} \rightarrow A_0$	491,5
M ₀₁	(<0,05)	—	(615,2)	0,006	0,018	—	—	$A_V \rightarrow A_0$	621,1

⁽¹⁾ En prenant $I_F = 100$. — ⁽²⁾ Valeur mesurée directement aux compteurs Geiger-Müller (Tabl. VII, page 107).

obtenu 39,31 ekV, ce qui correspond à une différence d'énergie de désintégration de 40.07 ekV (précision : 2,5 0/00). Il y a donc accord, dans la limite des erreurs expérimentales, avec la valeur que nous avons obtenue pour l'énergie du rayonnement γ_A . On doit cependant remarquer que toutes les valeurs fournies par la spectrographie β (col. IV, tabl. X) sont plus faibles que les différences $E_n - E_0$ correspondantes ; Ellis et Surugue, qui utilisaient pour $(HR)_F$ des valeurs supérieures à 1381, obtenaient un accord plus satisfaisant.

3. Rayonnements γ . — L'étude de la nature des rayonnements γ émis est difficile par suite de la très faible intensité des groupes β de conversion (à l'exception de ceux correspondant à γ_A). Aux six premiers rayonnements figurant au tableau X correspondent des raies que nous avons pu observer ⁽¹⁾. L'énergie des cinq autres a été déduite (en adoptant $(HR)_F = 1381$), des valeurs données par Ellis ⁽²⁾ et Surugue ⁽³⁾ pour les rapports $HR/(HR)_F$. Les valeurs de s pour J_{c_4} , J_{c_5} et J_{c_6} sont celles données par Ellis et Mott ⁽⁴⁾.

On peut constater qu'en adoptant le système de niveaux de la figure 26, p. 141, le rayonnement γ_{G_n} correspond à deux transitions distinctes ⁽⁵⁾. L'excitation de A_v étant extrême-

⁽¹⁾ Cf. tableau V, p. 64 ; les transitions correspondant à ces rayonnements sont représentées en traits pleins sur le schéma de la figure 26, p. 141.

⁽²⁾ ELLIS. *Proc. Roy. Soc., A.*, **138** (1932), 318.

⁽³⁾ SURUGUE *Loc. cit.*, p. 18.

⁽⁴⁾ ELLIS et MOTT. *Proc. Roy. Soc., A.*, **139** (1933), 369.

⁽⁵⁾ Nous avons admis, dans ce schéma, que l'énergie du niveau A_v était de 616 ekV, bien que les mesures de Rosenblum sur le groupe le plus ralenti $V/V_{0(RaC')} = 0,84434$ conduisent à 621 ekV ; mais cet auteur a lui-même reconnu que la position de cette raie extrêmement faible n'était pas déterminée avec une grande précision et, après avoir remarqué que plusieurs différences étaient des multiples de 144 ekV ($E_2 - E_1 = 2 \times 144$, $E_3 - E_1 = 3 \times 144$), il a pensé qu'il pouvait en être de même de $E_5 - E_1$ ($E_5 - E_1 = 4 \times 144$).

ment faible, on peut penser que la probabilité de la transition $A_V \rightarrow A_{II}$ est négligeable devant celle de $A_{II} \rightarrow A_I$ et que la valeur de $p(\gamma_{c_2})$ (tableau X) est pratiquement attribuable à cette transition. Le rayonnement γ_{c_2} correspond aussi à deux transitions, partant de A_V et A_{III} (toutes deux quadrupolaires), mais nous verrons au chapitre suivant que la raie C_2 peut aussi être considérée comme due à la conversion L_I d'un rayonnement de 74 ekV (que nous désignerons par $\gamma_{c'_2}$). Ce rayonnement étant dipolaire et les excitations de A_V (Th C'') et A_{III} (Th C'') étant très faibles, nous admettrons que l'intensité de la raie provient presque exclusivement de la conversion de $\gamma_{c'_2}$ et que $p(\gamma_{c_2})$ est très voisin de zéro pour les deux transitions A_V (Th C'') $\rightarrow$ A_{III} (Th C'') et A_{III} (Th C'') $\rightarrow$ A_{II} (Th C'').

Si l'on considère $\gamma_{D_{f_2}}$, γ_{G_a} et $\gamma_{J_{a_2}}$ comme des rayonnements de quadrupôle, on a $a_{II} = p(\gamma_{G_a}) + p(\gamma_{J_{a_2}}) - p(\gamma_{D_{f_2}}) = 0,0200$ en accord avec la valeur mesurée. Par contre une difficulté résulte de la très faible excitation de A_{III} : même en admettant que $\gamma_{J_{c_4}}$ et $\gamma_{J_{c_6}}$ soient tous deux des rayonnements de quadrupôle, qu'il en soit de même de $\gamma_{D_{f_2}}$, $\gamma_{J_{c_5}}$ et $\gamma_{J_{c_8}}$ et que la probabilité de transition de $A_{IV} \rightarrow A_{III}$ soit :

$$a_{IV} = [p(\gamma_{D_{f_2}}) + p(\gamma_{J_{c_5}}) + p(\gamma_{J_{c_8}})] = 0,0041 \text{ (1)},$$

la somme des probabilités de départs de ce niveau est supérieure de 0,0030 à celle des arrivées, alors que l'excitation mesurée n'est que de 0,0016. On peut cependant penser que l'extrême difficulté des mesures d'intensité de raies aussi faibles que $\gamma_{J_{c_1}}$ ou $\gamma_{J_{c_6}}$ (et même du groupe z_3) doit permettre d'expliquer un tel écart.

(1) Le rayonnement γ correspondant donnerait naissance, par conversion L_I , à un groupe électronique de 4.7 ekV, non observable.

Une autre difficulté sérieuse se présente pour la transition $A_1 \rightarrow A_0$; en adoptant les valeurs données par Fisk ⁽¹⁾ pour $L_1\alpha (\simeq 0,8)$ on obtient une valeur de $p(\gamma_A)$ qui n'est que de l'ordre de 0,300 (que γ_A soit considéré comme un rayonnement de dipôle ou de quadrupôle), alors que :

$$a_1 + p(\gamma_{G_a}) + p(\gamma_{C_4}) + (p\gamma_{C_5}) \simeq 0,720.$$

Il est difficile d'admettre que les valeurs de $L_1\alpha$, pour un rayonnement assez voisin de la limite d'absorption L, soient très inférieures à celles données par Fisk : d'autre part, nous ne pensons pas que la valeur de s , directement déduite des mesures faites aux compteurs Geiger-Müller, puisse être entachée d'une erreur bien supérieure à 20 0/0.

4. Nombres quantiques azimutaux des niveaux. — Nous sommes conduits, d'après ce qui précède, à considérer tous les rayonnements γ émis par le noyau de Th C'' excité comme correspondant à des rayonnements de quadrupôle. Nous avons vu, d'autre part, qu'on devait admettre, d'après la théorie de Gamow, $i_0(\text{Th C}'') \neq i_0(\text{Th C})$ ⁽²⁾ et nous avons rappelé également que, d'après l'étude des spectres optiques, $i_0(\text{Th C})$ devait être différent de zéro alors que $i_0(\text{Th D})$ devait être nul; nous verrons aussi, au chapitre suivant, que la transition $i_0(\text{Th C}'') \xrightarrow{2} i_0(\text{Th D})$ doit être au moins doublement défendue. Toutes ces considérations conduisent à adopter $i_0(\text{Th C}'') = 4$.

⁽¹⁾ FISK. *Proc. Roy. Soc., A.*, **143** (1933), 674.

⁽²⁾ La différence entre ces deux nombres quantiques doit même être supérieure à l'unité.

Il faut d'ailleurs remarquer, si l'on veut employer la formule (75) pour calculer l'effet de spin sur la probabilité de désintégration, qu'il est impossible de tenir compte, dans l'établissement de cette formule, de tous les facteurs qui devraient être considérés (en particulier de la forme exacte de la barrière de potentiel et de la diminution de r_0 due à l'existence d'une force centrifuge). Il en résulte que les variations d'intensité dues aux différences de spins doivent être plus grandes que celles prévues par cette formule.

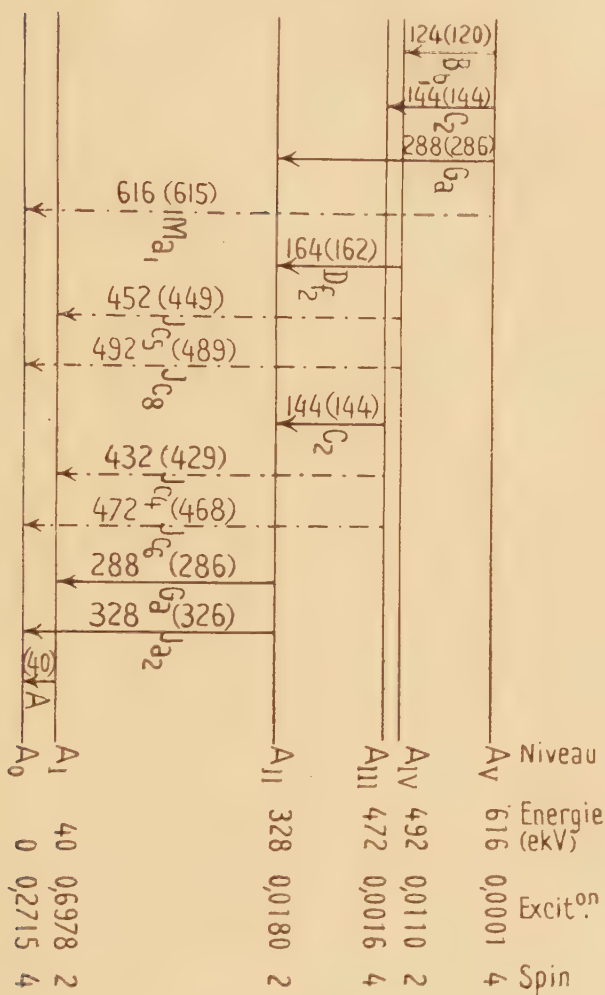


Fig. 26. — Niveaux énergétiques nucléaires de ThC''.

L'énergie du quantum (déduite de l'énergie des niveaux et de l'étude du spectre de conversion) est indiquée pour chaque transition. Les transitions correspondant à des rayonnements observables avec notre appareil sont représentées en traits pleins.

L'examen des intensités relatives des différents groupes de structure fine conduisant, d'après la formule (75) ⁽¹⁾, à prendre $i_V = i_{III} = i_0$, $i_I = i_{II} < i_0$ et $i_{IV} < i_I$, nous avons adopté le schéma de la figure 26.

On voit que l'énergie émise à chaque désintégration sous forme de rayonnement γ ($\Sigma p_{m,n} \cdot h\nu_{m,n}$) est très faible : 23,4 ekV si l'on prend pour $p(\gamma_\lambda)$ la valeur théorique pour un rayonnement de quadrupôle, ou 41,2 ekV si l'on prend $p(\gamma_\lambda) = p(\gamma_{\sigma_a}) + p(\gamma_{\sigma_4}) + p(\gamma_{\sigma_5}) + a_1$.

⁽¹⁾ GAMOW et ROSENBLUM. *C. R.*, **197** (1933), 1620.

CHAPITRE IV

Niveaux énergétiques nucléaires de Th D et Th C'.

1. Transformation Th C' $\xrightarrow[\gamma]{\beta^-}$ D. — Nous avons groupé dans le tableau XI, p. 144, douze rayonnements γ attribuables à cette transformation. Les huit premiers donnent des raies dont nous avons pu mesurer nous-même l'intensité (col. III) ⁽¹⁾; les quatre autres ont été étudiés par Ellis, Surugue et Oppenheimer. Ce dernier a tout spécialement mesuré l'intensité des raies L, M et X.

Nous avons adopté ses résultats (voisins, d'ailleurs, de ceux obtenus par Ellis), mais en tenant compte que, d'après nos mesures, $s_x = 0,222$, alors qu'Oppenheimer avait utilisé la valeur $s_F = 0,250$ (Gurney). L'intensité de O_{a_2} a été déduite des valeurs obtenues photographiquement par Ellis et Surugue ⁽²⁾; l'énergie de ces quatre raies a été calculée aussi en adoptant les valeurs des rapports $HR/(HR)_F$ données par ces auteurs, et en prenant $(HR)_F = 1381$.

Il est difficile de connaître avec précision la valeur du coefficient de conversion interne pour le rayonnement γ_x , mais nous voyons cependant, au tableau XI, qu'on ne peut songer à le considérer comme un rayonnement de dipôle et que $p(\gamma_x)$ doit être très voisin de l'unité.

(¹) Les transitions correspondant à ces rayonnements sont représentées en traits pleins sur le schéma de la figure 27, p. 147.

(²) En adoptant pour l'activité photographique de ces électrons la valeur utilisée par Ellis.

TABLEAU XI
Transformation $\text{Th } C'' \xrightarrow{\beta} \text{D.}$

Nom de la raie β	Intensité électronique relative ⁽¹⁾	s (nombre d'électrons émis par désintégration)	Energie du quantum (ekV)	$\kappa \alpha$		$p = s, \alpha$	
				Dip.	Quadrup.	Dip.	Quadrup.
A_1	1,55	0,0088	40,7	$(1, \alpha = 0,736)$	$(1, \alpha = 0,816)$	0,012	0,011
$[C_2]$	[0,21]	[0,0012]	74,0	$(1, \alpha = 0,320)$	$(1, \alpha = 0,420)$	[0,004]	[0,003]
E_c	0,17	0,0009	210,2	0,065	0,286	0,013	0,003
E_d	0,10	0,0006	231,6	0,054	0,255	0,011	0,002
F_b	0,43	0,0025	250,3	0,044	0,218	0,055	0,011
F_{b1}	0,05	0,0003	255,6	0,043	0,214	0,007	0,002
G	3,43	0,0195 ⁽²⁾	275,3	0,038	0,189	0,513	0,103
H_1	0,23	0,0013	298,4	0,030	0,154	0,044	0,008
L	—	(0,0064)	(507,3)	0,0090	0,0350	0,711	0,183
M	—	(0,0053)	(580,6)	0,0078	0,0270	0,675	0,196
O_{n2}	—	(0,0001)	(806,7)	0,0035	0,0126	0,020	0,005
X	—	(0,0016)	(2 607,7)	0,0005	0,0016	3,2	1,000

⁽¹⁾ En prenant $I_F = 100$. — ⁽²⁾ Valeur mesurée directement aux compteurs Geiger-Müller (Tabl. VII, page 107).

D'autre part, des expériences de Thibaud ⁽¹⁾ et d'Ellis ⁽²⁾ conduisent à penser que γ_M est beaucoup plus intense que γ_L ; les groupes β de conversion ayant sensiblement la même intensité, on doit donc considérer γ_M comme un rayonnement de dipôle et γ_L comme un rayonnement de quadrupôle. Oppenheimer a signalé qu'on obtient ainsi, pour l'énergie totale émise sous forme de rayonnement γ , un meilleur accord avec la valeur obtenue par Gray d'après des mesures d'ionisation.

Le spin de Th D dans l'état fondamental étant très probablement nul (Z et M pairs), on a donc $i_I = 2$ (γ_X quadrupolaire), $i_{VI} = 1$ ou 3 (γ_M dipolaire), $i_V = 0, 2$ ou 4 (γ_L quadrupolaire). La transition $A_0(\text{Th } C'') \xrightarrow{2} A_{VI}(\text{Th } D)$ étant certainement permise (car, aucun rayonnement intense ne correspondant à la transition $A_{VII} \rightarrow A_{VI}$, on ne peut penser que la désintégration de Th C'' conduise au niveau A_{VII} de Th D) on a donc $i_{VI}(\text{Th } D) = 3$. Le spin de A_V ne peut être égal à 4 , car la transition $A_0(\text{Th } C'') \xrightarrow{2} A_V(\text{Th } D)$ serait alors permise et la somme des excitations des niveaux de Th D serait beaucoup plus grande que l'unité; i_V ne peut non plus être égal à 0 , car α_V serait alors pratiquement nul ($A_0(\text{Th } C'') \xrightarrow{2} A_V(\text{Th } D)$: triplement défendu) et $p(\gamma_{H1}) + p(\gamma_{C2})$ serait beaucoup plus faible que $p(\gamma_L)$, même en admettant que ces rayonnements soient tous deux dipolaires; on a donc $i_V = 2$. Le rayonnement γ_G étant nécessairement quadrupolaire (sinon $p(\gamma_G) + p(\gamma_M)$ serait supérieur à l'unité) on a donc $i_{IV} = 0, 2$ ou 4 et, par un raisonnement analogue au précédent, on voit que l'on doit aussi adopter la valeur 2 . On peut voir sans difficulté que c'est aussi la valeur la plus probable de i_{VII} et que, par suite, γ_{H1} et γ_{C2} doivent tous deux être considérés comme des rayonnements de quadrupôles.

⁽¹⁾ THIBAUD. *Loc. cit.*, p. 18.

⁽²⁾ ELLIS. *Conferences on nuclear physics* Rome (1931), 167.

La détermination de i_{II} et de i_{III} est plus délicate car les mesures d'intensité des quatre raies faibles A_1 , F_b , F_{b_1} et E_c sont difficiles. On peut d'abord exclure les valeurs 4 et 3 qui conduiraient à des valeurs beaucoup trop grandes des excitations, car les désintégrations β correspondantes seraient alors permises. On peut aussi voir que $i_{III} = 0$ ou $i_{III} = 1$ conduiraient à des excitations pratiquement nulles (désintégrations β doublement ou triplement défendues, ce qui est incompatible avec les valeurs de $p(\gamma_{E_c})$, $p(\gamma_{F_b})$ et $p(\gamma_{F_{b_1}})$; c'est pourquoi nous avons adopté $i_{III} = 2$. Des considérations analogues conduisent à donner à i_{II} la valeur 1. On obtient ainsi le système de niveaux de la figure 27, p. 147. Il est possible que le rayonnement de dipôle correspondant à la transition $A_{IV} \rightarrow A_{II}$ (234 ekV) existe réellement, mais il donnerait, par conversion K, une raie (146 ekV) au voisinage immédiat de la raie F (146,7 ekV) très intense, émise dans la transformation Th B $\rightarrow$ C (et qu'il est difficile de faire disparaître complètement quand on emploie des sources de Th (C + C' + C''), celles-ci contenant toujours une faible proportion de Th B). Le rayonnement associé à la transition $A_{VI} \rightarrow A_{III}$ donnerait, par conversion K, une raie pratiquement confondue avec J_{a_2} , déjà interprétée comme due à la conversion K de γ_{a_2} , dans la transformation Th C $\rightarrow$ C''. La raie faible (E_{c_2}), signalée par Surugue et n'ayant pas encore reçu d'interprétation, pourrait correspondre à la conversion K du rayonnement associé à la transition $A_{VII} \rightarrow A_{VI}$.

En prenant la valeur $3,73 \cdot 10^{-3} \text{ sec.}^{-1}$ pour la constante de désintégration de Th C'', on obtient :

$$\begin{aligned} \lambda_I &= 3,73 \cdot 10^{-5}, \lambda_{III} = 8,95 \cdot 10^{-5}, \lambda_{IV} = 3,84 \cdot 10^{-4}, \\ \lambda_V &= 6,45 \cdot 10^{-5}, \lambda_{VI} = 2,53 \cdot 10^{-3}, \lambda_{VII} = 4,85 \cdot 10^{-5} \end{aligned}$$

(a_0 et a_{II} étant extrêmement faibles, il en est de même de λ_0 et λ_{II}). Henderson ⁽¹⁾, utilisant la méthode de focalisation magnétique et dénombrant les électrons à l'aide de compteurs à fil, a situé vers 1 795 ekV (HR = 7 500) la fin du spectre continu. Cette énergie correspond, comme nous l'avons vu, à ${}^{VI}E_0$; on en déduit les énergies maxima des différents spectres partiels et nous voyons (fig. 25, p. 131) que les points obtenus sur le diagramme de Sargent (à l'exception de celui correspondant à la transition A_0 (Th C'') $\xrightarrow{\beta}$ A_V (Th D)) sont peu éloignés de la première ou de la deuxième courbe.

Gray ⁽²⁾ a mesuré la valeur de l'énergie moyenne qui est émise sous forme γ quand un atome de Th C se désintègre le long d'une des branches pour donner Th D. Il trouve que pour une source de radiothorium en équilibre avec ses produits, cette énergie est 95 o/o de celle émise par une source de Ra (B + C) ayant même activité γ dans un électromètre fermé par une feuille de plomb de 6 mm. En utilisant les résultats de Shenstone et Schlundt, on peut en déduire que l'énergie émise par les noyaux de l'embranchement du thorium est égale à 1 550 ekV (compte tenu de la radiation molle émise par le radiothorium). Or, d'après le schéma de la figure 27, l'énergie émise sous forme γ à chaque désintégration est de 3 100 ekV. D'autre part, Skobelzyn ⁽³⁾ a déduit de mesures faites à la chambre de Wilson que l'énergie moyenne émise par Th C' était de 200 ekV par désintégration. Si l'on fait la somme de ces énergies (en adoptant 35/65 pour le rapport des embranchements) on arrive à la valeur 1 467 ekV; l'accord avec la valeur trouvée par Gray est donc satisfaisant.

⁽¹⁾ HENDERSON. *Proc. Roy. Soc., A.*, **147** (1934), 572. La précision atteinte était de l'ordre de 1,5 o/o. Les principales déterminations faites antérieurement étaient celles de CHALMERS (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **25** (1929), 331) (HR = 7 800), SARGENT (*Proc. Roy. Soc., A.*, **139** (1932), 659) (HR = 7 550) et TERROUX-ALEXANDER (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **28** (1932), 115) (HR = 9 400).

⁽²⁾ GRAY. *Proc. Roy. Soc., A.*, **156** (1936), 578.

⁽³⁾ SKOBELZYN. *C. R.*, **194** (1932), 1486.

2. Transformation $\text{Th C} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}'$. — Nous avons déjà rappelé que pour quelques éléments radioactifs la barrière de potentiel entourant le noyau est suffisamment transparente pour qu'à la suite d'une émission β ayant laissé le noyau dans un état excité une particule α puisse être émise, avant le passage du noyau à l'état fondamental, en emportant avec elle l'excès d'énergie. On doit donc observer dans ce cas des groupes de particules α ayant des énergies exceptionnellement grandes (particules de long parcours) qui permettent de connaître directement la position des niveaux d'énergie du noyau considéré. La probabilité de l'émission γ étant beaucoup plus grande que les constantes de désintégration usuelles (même pour des particules α de grande énergie), on doit donc penser qu'il s'agit là d'un phénomène rare ne pouvant se présenter que pour des éléments ayant déjà, dans l'état normal, une haute probabilité de désintégration. En portant dans les formules (75) ⁽¹⁾ et (72) les valeurs des énergies des groupes α et celles des photons correspondant aux différentes transitions possibles, on obtient la probabilité d'émission d'une particule α de long parcours ou d'un photon et la comparaison de $\frac{\lambda}{\rho}$ avec le rapport $\frac{N_\alpha}{N_\gamma}$ donné par l'expérience peut permettre de déterminer le caractère (dipolaire ou quadrupolaire) des différents rayonnements γ .

L'énergie et l'intensité des groupes de long parcours ont été mesurées par les auteurs déjà cités à propos de l'étude des groupes de structure fine. Les valeurs des intensités relatives données au tableau XII, p. 150, sont celles obtenues par Lewis et Bowden. Les énergies figurant aux colonnes VII et IX ont été calculées comme celles des colonnes VIII et XI du tableau IX. On est ainsi conduit à considérer des niveaux

⁽¹⁾ On peut supposer, en première approximation, que le rayon du noyau excité est le même que celui du noyau dans l'état fondamental et que l'influence de la variation de spin est négligeable.

TABLEAU XII

Rayonnement α émis dans la transformation $\text{Th C}' \xrightarrow{\alpha} \text{D}$.

Groupe α	$\frac{N_{\alpha_n}}{N_{\alpha_0}}$ (Lewis-Bowden)	$\frac{V_{\alpha_n}}{V_{\alpha_0}}$		Energie du groupe (ekV)			Energie de désintégration	
		Rosenblum Valadars	Lewis- Bowden	Rosenblum Valadars	Lewis- Bowden	d'après Briggs	Lewis- Bowden	d'après Briggs
α_0	10 ⁶	1,0000	1,0000	8 770	8 778,8	8 775,6	8 947,6	8 944,1
α_1	34	1,0380	1,0396	9 450	9 491,2	9 487,2	9 673,7	9 669,4
(α_{II})	—	1,0424	—	9 600	—	9 538,5	—	9 721,6
α_{III}	190	1,0950	1,0955	10 520	10 541,8	10 537,9	10 744,5	10 740,2

d'excitation de 725 et 1 796 ekV. A la transition du premier au niveau fondamental correspond le rayonnement γ_0 (dont la conversion L_1 fournit la raie O_{a_1}) et au second correspond un rayonnement observé par Skobelzyn à la chambre de Wilson (un quantum pour 20 désintégrations).

Rosenblum et Valadarès ont également signalé un groupe α_{II} , extrêmement faible, dont l'existence conduirait à considérer un niveau d'excitation de 778 ekV auquel pourrait correspondre un rayonnement γ faible (O_3) dont Ellis et Surugue ont observé la raie de conversion K sans pouvoir fixer son origine (sa conversion L_1 pourrait produire la raie O_{a_3} également observée par ces auteurs ⁽¹⁾).

La mesure de N_γ est beaucoup trop difficile pour qu'il soit possible d'obtenir des renseignements précis sur le caractère de ces rayonnements et pour qu'on puisse fixer avec certitude la valeur du spin des différents niveaux; on peut seulement penser que le spin du niveau fondamental est nul (Z et M pairs).

L'énergie maximum du spectre continu émis dans la transformation $\text{Th C} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}'$ a été mesurée par Henderson ⁽²⁾ qui l'estime voisine de 2 250 ekV ($\text{HR} = 9\,040$) ⁽³⁾. La très faible intensité des rayonnements γ et des groupes de long parcours conduit à penser que ce spectre correspond à la

(1) Tous ces rayonnements ont une énergie beaucoup trop élevée pour que nous ayons pu les observer avec notre appareil.

(2) HENDERSON. *Loc. cit.*, 148.

(3) La précision atteinte était de l'ordre de 1,5 0/0; Chalmers (*loc. cit.*, p. 148) avait obtenu $\text{HR} = 9\,100$. Plusieurs auteurs ont mesuré l'énergie maximum du spectre continu émis par le dépôt actif du thoron sans pouvoir étudier séparément le spectre de la transformation $\text{Th C}'' \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{D}$ et celui de la transformation

$\text{Th C} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}'$: Gurney (*Loc. cit.*, p. 69), avait obtenu $\text{HR} = 8\,860$, MADGWICK (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 23 (1927), 982): $\text{HR} = 8\,800$, Kan Chang Wang (*loc. cit.*, p. 104): $\text{HR} = 8\,500$.

transformation $A_0(\text{Th } C) \xrightarrow{\beta} A_0(\text{Th } C')$; $i_0(\text{Th } C)$ étant égal à 2, cette transformation est défendue et l'on peut voir, en effet (fig. 26), que le point correspondant du diagramme de Sargent (en prenant $\alpha_0(\text{Th } C') = 0,90$) se place sensiblement sur la deuxième courbe ⁽¹⁾.

Si nous évaluons la différence d'énergie entre Th C et Th D en considérant les transformations $\text{Th } C \rightarrow C' \rightarrow D$ ou $\text{Th } C \rightarrow C'' \rightarrow D$, dans le premier cas, nous avons :

$$[E_0 \text{ de } A_0(\text{Th } C) \xrightarrow{\beta} A_0(\text{Th } C')] + [E \text{ du groupe } \alpha_0 \text{ de } \text{Th } C' \xrightarrow{\alpha} D] \\ = 2\,250 + 8\,944 = 11\,194 \text{ ekV},$$

et dans le second :

$$[E \text{ de } \alpha_0 \text{ de } \text{Th } C \xrightarrow{\alpha} C''] + [E_0 \text{ de } A_0(\text{Th } C'') \xrightarrow{\beta} A_0(\text{Th } D)] \\ = 6\,198 + 4\,984 = 11\,182 \text{ ekV}.$$

L'accord est donc tout à fait satisfaisant. On sait, d'ailleurs, que l'étude de la balance énergétique de cet embranchement a servi de point de départ à Ellis et Mott pour l'élaboration de leur théorie.

(¹) La constante de désintégration $\lambda_{\text{Th } C} = 1,91 \cdot 10^{-4} \text{ sec.}^{-1}$; en tenant compte du rapport d'embranchement, la constante $\beta_{\text{Th } C}$ relative à la désintégration $\beta = 1,24 \cdot 10^{-4} \text{ sec.}^{-1}$

$$\text{et } \lambda_0 = \alpha_0 \beta_{\text{Th } C} = 1,12 \cdot 10^{-4} \text{ sec.}^{-1}.$$

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Les résultats obtenus au cours de ce travail portent donc sur quatre points principaux :

A. Détermination de l'énergie absolue d'une raie étalon (raie F de la transformation $\text{Th } B \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$). — Nous avons obtenu la valeur $\text{HR} = 1\,381 \text{ œrstedscm}$ ($E = 146,6 \text{ ekV}$), avec une précision de l'ordre de 2 0/00.

On doit constater que l'accord entre les différentes valeurs publiées est malheureusement très loin d'être satisfaisant (de $\text{HR} = 1\,380$ (Thibaud) à $\text{HR} = 1\,398$ (Black)); $\text{HR} = 1\,381$ conduit (comme on peut le voir sur le schéma de la figure 26, p. 141) à un écart systématique, de l'ordre de 1 0/0, entre les valeurs de l'énergie des rayonnements γ fournies par la spectrographie β et celles déduites de l'étude de la structure fine du rayonnement α . Nous avons d'ailleurs fait remarquer que les valeurs des constantes fondamentales interviennent dans l'une et l'autre méthode et que la précision actuellement atteinte dans leur détermination n'est pas non plus très satisfaisante. Il semble donc que les mesures d'énergie (déjà fort nombreuses) portant sur l'ensemble des spectres de conversion, ne pourront désormais faire progresser sérieusement notre connaissance des structures nucléaires qu'après une amélioration notable de la technique de mesure des champs magnétiques et des constantes fondamentales.

B. Etude quantitative de l'intensité des groupes de conversion. — Nous avons pu mesurer directement aux compteurs

de Geiger-Müller l'intensité des 10 groupes de conversion les plus intenses (tableau VII, p. 107) et, après avoir étudié la variation de l'activité photographique d'un nombre déterminé d'électrons en fonction de leur énergie, nous avons pu obtenir, avec la plaque Ilford, des renseignements suffisamment précis pour un assez grand nombre d'autres raies.

Nous avons mesuré tout spécialement l'intensité absolue de la raie étalon ; sa détermination avait déjà été effectuée, en 1926, par Gurney, mais des considérations théoriques sur la conversion interne conduisaient à penser que la valeur obtenue par cet auteur devait être notablement trop grande. Contrairement à ces prévisions, le nombre trouvé n'est que de 16 0/0 inférieur à celui de Gurney (0,222 électron par désintégration).

L'étude préliminaire de l'absorption et de la diffusion des électrons dans la fenêtre d'entrée du compteur (acétate de cellulose) nous a permis de mesurer directement l'intensité de la raie A ($E = 24,5$ ekV) sur laquelle on ne possédait jusqu'alors que des renseignements fort imprécis. Nous avons vu (p. 140) qu'il est difficile d'expliquer l'écart entre la valeur obtenue (0,228 électron par désintégration) et l'intensité prévue d'après l'étude de la structure fine du rayonnement α ; on peut cependant penser, à la suite des travaux récents de Weizsäcker et de différents auteurs (¹), que l'existence d'états métastables (qui sont justement des états faiblement excités et dont le spin est différent de celui de l'état fondamental) ne permettrait pas d'appliquer dans tous les cas les raisonnements qui nous ont servi dans la discussion des différents systèmes de niveaux énergétiques nucléaires.

(¹) WEIZSÄCKER. *Naturwissenschaften*, **24** (1936), 813 ; BETHE. *Rev. of Mod. Physics.*, **9** (1937), 225 ; DANCOFF-MORRISON. *Phys. Rev.*, **54** (1938), 149 ; ALVAREZ. *Phys. Rev.*, **54** (1938), 486 ; PONTECORVO. *C. R.*, **207** (1938), 230.

C. Etude du spectre continu β émis dans la transformation

Th B $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C. — L'appareil à focalisation utilisé se prêtant particulièrement bien à l'étude des spectres de faible énergie, nous avons pu (photographiquement et avec des compteurs) étudier la répartition électronique depuis l'énergie maximum (341 ekV) jusqu'à 10 ekV. Le nombre d'électrons lents observés est beaucoup plus grand que celui prévu par la théorie de Fermi ou par celle de Konopinski-Uhlenbeck.

D. Détermination des systèmes de niveaux énergétiques nucléaires. — Les résultats obtenus sur l'intensité des principaux groupes de conversion, joints aux renseignements fournis par plusieurs auteurs sur l'intensité des groupes de structure fine du rayonnement α , nous ont permis de discuter la valeur du spin et de l'excitation des différents niveaux énergétiques des noyaux de Th C, Th C' et Th D (fig. 24, p. 129 ; fig. 26, p. 141 et fig. 27, p. 147).

Les schémas obtenus diffèrent souvent de ceux proposés par Sze Shih-Yuan, Ellis, Gamow, Surugue ou Oppenheimer. Sans vouloir dissimuler les difficultés sérieuses qui se présentent dans quelques cas, nous ne partageons cependant pas l'opinion d'Oppenheimer qui conclut à l'incompatibilité entre les conditions fixées par le caractère des rayonnements γ émis et celles qui résultent de l'application des règles de sélection de Gamow et Teller aux transitions β conduisant aux différents niveaux d'excitation.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	2
1. Constituants nucléaires	2
2. Hypothèse du neutrino	6
3. Niveaux énergétiques nucléaires.	6
4. Spectres β de conversion.	8
5. Intensité des rayonnements γ	9
6. Plan du travail.	10

PREMIÈRE PARTIE

Mesure de l'énergie absolue d'une raie étalon.

CHAPITRE PREMIER. — Emploi d'un champ magnétique pour l'étude d'un rayonnement β	13
1. Généralités.	13
2. Dispositifs géométriques	14
3. Raie étalon	17
4. Résultats antérieurs	17
CHAPITRE II. — L'appareillage spectrographique	19
1. Chambres et spectrographe	19
2. Cadres de Helmholtz. Réglage du courant.	22
CHAPITRE III. — Etude du champ magnétique	25
1. Principe de la méthode	25
2. Inductance mutuelle étalon	25
3. Bobines exploratrices	26
4. Galvanomètre	28
5. Mesures différentielles.	31
6. Résultats des mesures.	32
7. Correction de Hartre	32
8. Energie de la raie étalon	33

DEUXIÈME PARTIE

Spectres β de conversion.

	Pages
CHAPITRE PREMIER. — Technique photographique. Photométrie	35
1. Régions spectrales étudiées	35
2. Lois de réciprocité	37
3. Comparaison des intensités	38
4. Choix d'une plaque	41
5. Développement. Evolution de l'image latente	43
6. Courbe d'activité photographique	44
CHAPITRE II. — Généralités sur les spectres de conversion	47
1. Précision des mesures	47
2. Energie des niveaux. Valeur des constantes fondamentales	50
CHAPITRE III. — Rayons β émis dans la transformation Th B $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C	56
1. Attribution des rayonnements β observés aux différentes transformations du dépôt actif du thoron	56
2. Rayonnements γ	57
3. Rayonnements électromagnétiques associés aux raies de faible énergie	59
CHAPITRE IV. — Rayonnements β émis dans les autres transformations	63
1. Transformation Th C $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C''	63
2. Transformation Th C'' $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ D	64
3. Transformations Th C $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C' et Th C' $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ D	66
4. Raies non interprétées.	66

TROISIÈME PARTIE

Spectres continus β

CHAPITRE PREMIER. — Emploi des compteurs Geiger-Müller	68
1. Cylindre de Faraday et compteur Geiger-Müller	68
2. Chambres à focalisation. Diaphragmes.	69
3. Compteurs	70

	Pages
4. Amplificateur. Totalisateur	73
5. Etude de l'absorption et de la diffusion dans l'acétate de cellulose.	75
CHAPITRE II. — Angle solide utilisé dans un appareil à focalisation	82
1. Largeur d'une raie	82
2. Structure d'une raie donnée par une source linéaire.	86
3. Structure d'une raie donnée par une source rectangulaire	87
4. Angle solide total	92
CHAPITRE III. — Intensité absolue des rayonnements β	95
1. Equilibre et décroissance d'une source de dépôt actif.	95
2. Mesure des sources.	97
3. Réflexion des électrons sur le support de la source	99
4. Spectre continu β émis dans la transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$	102
5. Groupes β de conversion	105
CHAPITRE IV. — Comparaison des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques.	108
1. Théorie de Fermi	108
2. Règles de sélection.	110
3. Généralisation de la théorie de Fermi; difficultés d'application à différents problèmes.	112
4. Comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques.	115

QUATRIÈME PARTIE

Système de niveaux énergétiques nucléaires.

CHAPITRE PREMIER. — Le coefficient de conversion interne	117
1. Probabilité des transitions nucléaires	117
2. Conversion interne.	118
CHAPITRE II. — Niveaux énergétiques nucléaires de Th C	124
1. Excitation d'un niveau.	124
2. Transformation $\text{Th B} \xrightarrow[\gamma]{\beta} \text{C}$	126
CHAPITRE III. — Niveaux énergétiques nucléaires de Th C'.	132
1. Structure fine des rayonnements α	132

	Pages
2. Transformation Th C $\xrightarrow[\gamma]{\alpha}$ C''	133
3. Rayonnements γ	138
4. Nombres quantiques azimutaux des niveaux .	140
CHAPITRE IV. — Niveaux énergétiques nucléaires de Th D et Th C'	
1. Transformation Th C'' $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ D	143
2. Transformation Th C $\xrightarrow[\gamma]{\beta}$ C'	149
RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.	153
TABLE DES MATIÈRES	156

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Le microscope électronique e.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 24 avril 1939.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

G. ROUSSY.

